

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA
MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI
TERMIZ DAVLAT UNIVERSITETI**

Qosimov Asroriddin Sadiyevich

UMUMIY FIZIKA

**O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim
vazirligi tomonidan oliy o‘qun yurtlari talabalari uchun
darslik sifatida tavsiya etilgan**

60530100-kimyo ta‘lim yo‘nalishi talabalari uchun darslik

Termiz

UDK 539,1

A.S.Kosimov. Umumiy fizika. Oliy o'quv yurti talabalari uchun darslik.

Mas'ul muharrir:

Fizika-matematika fanlari doktori, professor To'rayev Ergash Yuldashevich
tahriri ostida.

Taqrizchilar:

E.J.Yadgorov - f.-m.f.d. Ion plazma va lazerlar texnologiyalari instituti laboratoriya
mudiri;

U.B.Abdiyev - p.f.d. Termiz davlat universiteti dotsenti

Mazkur darslik, unga qo'yilgan talablarga ko'ra, oliy ta'lim muassasalarining 60530100-kimyo ta'lim yo'nalishlari talabalari uchun mo'ljallangan.

Darslik oliy ta'lim muassasalarining 60530100-kimyo ta'lim yo'nalishli talabalari uchun Umumiy fizika namunaviy dasturi asosida ishlab chiqilgan bo'lib, unda bugungi kundagi umumiy fizika fanining asoslari va eng so'nggi yutuqlari ma'lumotlar, grafiklar, rasmlar, jadvallar, animatsiyalar o'z aksini topgan. Shuningdek, darslik talabalarda mustaqil ishlash qobiliyatlarini shakllantiradi, umumiy fizika fani bo'yicha to'liq tasavvur hosil qilish bilan birga ularning bu fanga bo'lgan qiziqishlarini ham oshirishga yordam beradi.

Fan-texnika va axborot texnologiyalarning keskin tarzda rivojlanishi virtual modellardan yuqori darajada foydalanish imkonini yaratib berdi. Bu esa ushbu darslikda o'z aksini topgan bo'lib, talabalarni kursni o'zlashtirishi samaradorligini oshirishga ijobiy ta'sir ko'rsatadi.

Soʻz boshi

Bugungi kunda fan va texnika sohasi shiddat bilan rivojlanib bormoqda. Qanday sohada boʻlmasin yangiliklarga guvoh boʻlmoqdamiz. Mustaqil Oʻzbekistonimizdagi yosh olimlarning ilmiy va amaliy ishlarini ham eʼtirof etishimiz joiz boʻladi. Fan va texnika Oʻzbekiston yoshlari ham oʻzining munosib oʻrniga ega boʻlib bormoqdalar. Shu oʻrinda Prezidentimiz Sh.Mirziyoyevning quyidagi fikrlari esga tushadi “Yoshlarimiz haqli ravishda Vatanimizning kelajagi uchun javobgarlikni zimmasiga olishga qodir boʻlgan, bugungi va ertangi kunimizning hal etuvchi kuchiga aylanib borayotgani barchamizga gʻurur va iftixor bagʻishlaydi. Bu sohada olib borayotgan keng miqiyosli ishlarimizni, xususan, taʼlim-tarbiya boʻyicha qabul qilingan umummilliy dasturlarimizni mantiqiy yakuniga yetkazishimiz zarur”. Prezidentimizning yuqoridagi fikrlaridan shunday xulosa kelib chiqadiki, bugungi kun yoshlari har tomonlama yetuk kadr va komil inson boʻlib ulgʻayishlari uchun avvalambor, jahondagi soʻnggi ilm-fan yutuqlaridan boxabar boʻlishlari bilan bir qatorda, zamonaviy va keng koʻlamda bilim olishlari talab qilinadi. Buning uchun bugungi kundagi taʼlim tizimimizda amal qilayotgan anʼanaviy taʼlimni mazmunan va uslubiy jihatdan yangilash, taʼlim jarayonini tashkil etishni tubdan isloh qilish davr taqozasidir. Bunda, fizika taʼlim tizimiga innovatsion taʼlim texnologiyalarni uygʻunlashgan holda qoʻllash orqali, taʼlim samaradorligini yuqori pogʻonaga koʻtarishni amalga oshirish mumkin.

Zamonaviy tabiiy fanlarning biri boʻlgan umumiy fizika bugungi kungacha tabiiy fanlardan biri boʻlgan kimyo-bakalavrlar oʻquv dasturi va Davlat taʼlim standarti asosida Davlat tilida yozilgan va dastur boʻlimlarini toʻlasincha qamragan oʻquv adabiyotlari mavjud emas deyish mumkin. Umumiy fizikadan Davlat tilida yozilgan adabiyotlar juda kam boʻlib, kursining u yoki bu boʻlimlariga tegishlidir yoxud xorijiy tillarda yozilgan. Bakalavrlar uchun davlat tilida yozilgan, dastur boʻlimlarini toʻliq qamragan dasrlıklar, oʻquv qoʻllanmalar tayyorlash ularning ushbu fanni puxta oʻzlashtirishlariga imkon yaratishi mumkin. Shundan kelib chiqib, muallif Oʻzbekiston Respublikasi Oliy va oʻrta maxsus taʼlim vazirligi tomonidan kimyo-bakalavr yoʻnalishi uchun umumiy fizika tasdiqlangan dastur asosida umumiy fizika kursidan mavjud boʻlgan davlat tilida va xorijiy tillarda yozilgan adabiyotlardan foydalangan holda hamda Termiz davlat universiteti fizika-matematika fakulteti Fizika yoʻnalishi va boshqa taʼlim yoʻlanishdagi talabalariga koʻp yillar oʻqigan maʼruzalari, ish tajribalari hamda muallif tomonidan fizika fanidan elektron oʻquv qoʻllanmalari hamda ish tajribalari asosida ushbu dasrlikni yozishga qaror qildi. Muallif dasrlikni har bir mavzuni imkoni boricha tajribalar sxemalari, grafiklar orqali oddiy tushunarli tilda yoritishga harakat qildi. Darslik mikrodunyoda fizik kattaliklarning oʻlchov birliklari, talabalarning mustaqil ishlashlari uchun har bobning oxirida nazorat savollari berib

borilgan. Shuningdek darslikning oxirida talabalar mustaqil yechish uchun darslikka doir test savollari berilgan. Muallif kitobxonlarning kamchiliklarini tuzatish takomillashtirish to'g'risidagi bildirgan fikr va mulohazalarni mamnuniyat bilan qabul qiladi.

KIRISH

Fizika –eng qadimiy fanlardan biri bo`lib, modda tuzulishi, jismning xarakat turlari, energiyasi va o`zaro ta`sirlarini o`rganadi va barcha tabiiy fanlar foydalanadigan tabiat xodisalarining umumiy qonuniyatlarini aniqlaydi. Umuman, bu fanning asosiy vazifasi bizni o`rab olgan moddiy olamni har tomonlama o`rganish, uning tuzulishi va xarakat qonuniyatlarini topish, bu qonuniyatlarni bir-biriga bog`lab o`rganishdir.

Xarakat bilan materiya uzviy bog`liq bo`lib, xarakat materiyaning yashash formasidir. Fizika fani materiyaning soda va shu bilan birga, eng umumiy shaklini o`rganishdi, shu tufayli fizika bilan boshqa tabiiy fanlar chambarchas bog`lik bolib fizika ular orasida muhim o`rin egallaydi.

Fizika fanining rivojlanishiga O`rta Osiyoning mashxur olimlari; Abu Ali ibn Sino (980-1037), Beruniy ( Aburayxon Muxammad ibn Axmad Beruniy) (973-1048), Ulug`bek Muxammad Tarag`ay (1397-1449) katta hissa qo`shdilar.

Fizika fanini rivojlantirishda hissa qo`shgan buyuk fizik olimlar: E.X. Lens, N.A. Lebedev, A.S. Popov, A.G.Stoletov, N.A.Umov, B.B.Goltsin, P.N.Yablochkov, A.N.Lodigin, B.S.Yakobi, S.E.Siolkovskiy, A.A.Eyxenval`d, A.F.Ioffe, D.S.Rojdestvonskiy, V.K.Arkad`ev. shu bilan bir qatorda yurtimiz olimlarini ham keltirib o`tishimiz joizdir: P.K.Xabibullayev, A.K.Ataxujayev, N.Yu.To`rayev, M.S.Saidov, A.T.Mamadaleyev, R.A.Mo`minov, M.M.Musaxonov, K.M.Muqimov, B.S.Yuldoshev va boshqalar fizika fanining ilmiy asoslarini yaratdilar. Ularning ko`pchiligi chet ellardagi hamkasblari J.Maksvell, G.Gers, J.Poynting, J.Joul, L.B.Bolsman va boshqalar bilan ijodiy aloqada bo`lib ajoyib kashfiyotlar qildilar.

Bugungi kunda yurtimiz termoyadro tadqiqotlari kvant elektronikasi, past temperaturalar fizikasi, yuqori bosim fizikasi va shunga o`xshash ko`p soxalarda dunyoda ilg`or pozitsiyaga chiqishga intilmoqda. Hukumatimiz tomonidan jamiyatni fan-texnika taraqqiyotini jadallashtirish vazifasi qo`yilgan hozirgi kunda hozirgi zamon tehnikasining universal bazasi bo`lgan fizika fani muhim ahamyat kasb etadi.

Fan taraqqiyoti fizikaning turli bo`limlari o`rtasida keskin chegara ko`rish mumkin emasligini va shuningdek fizikaning turli chegaradosh bo`limlari usullarining qo`llanish sohalari bir-birini to`ldirishini ko`satadi. Bu esa ularning o`zaro boyishiga olib keladi. Yuqoridagi aytilganlarning barchasini hisobga olgan holda fizika predmetining asosiy mazmunini aniqlaymiz.

I bob. Mexanika

1.1. Asosiy tushunchalar. Kinematika asoslari

Fizikaning boshqa fanlar bilan aloqasi.

Fizikaning boshqa fanlar bilan aloqasi. 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 asboblarni yaratishni qo`yadi, shu tariqa o`zi ham, fizika ham rivojlanib boradi.

Masalan: astranomlarga yangi teleskoplarni yaratib berish, osmon jismlarini mukammaloq 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 qarash-lari, dunyo xaritasini yaratishdagi urinishlari “Amerika”-qitoeasi borligini bashorati (Kolumbning Amerikani ochishida asos bo`lgan), shuningdek, Ahmad Al-Farg`oniyni Yerni 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`rinishida, 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 tushuniladi.

Fizikaviy tadqiqot usullari. Fizika hodisalarini tabiat sharoitida o`rganish *kuzatishdan* boshlanadi. Hodisalarni sunoiy 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 hohlagan 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 xaqiqiy 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.

O'lchov birliklari.

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 (eki uning nusxasidan) necha marta faqlanishini ko'rsatadigan son tushuniladi. Har bir fizik kattalik o'lchov birligini boshqa fizik kattaliklarga bog'liq bo'lmagan holda mustaqil tanlash mumkin.

*Masalan, ettita 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 kattaliklarni 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 oldingi Sovet Ittifoqida "Sistema Internatsionalnaya" so'zlarini bosh harflari bo'yicha SI ("Es-I" deb o'qiladi) tarzda belgilangan birliklar sistemasi tasdiqlandi. SI da *ettita asosiy birlik* va *ikki qo'shimcha birlik* qabul qilingan:

Asosiy birliklar. Uzunlik, metr (m). Kripton -86 atomining $2p_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasida o'tishga mos bo'lgan nurlanishning vakuumdagi to'liq uzunligidan 1650763,73 marta katta bo'lgan uzunlik *1 metr* deb qabul qilingan.

Massa, kilogramm (kg). Kilogrammning xalqaro prototipining massasini *1 kilogramm* deb qabul qilingan.

Vaqt, sekund (s). TSeziy – 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 $2 \cdot 10^{-7}$ N kuch ta'sir qiladi.

Termodinamik temperatura, Kelvin (K). Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning $1/273,16$ ulishi 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) yoki sham.**  $540 \cdot 10^{12}$  Gts chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug`ligining energetik kuchi $1/683 \cdot \text{Vt/sr}$ ga teng bo`lgan yo`nalishdagi yorug`lik kuchi 1 **sham deb qabul qilingan.

Qo`shimcha birliklar. YAssi burchak, radian (rad).** Aylanda 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 sirtini 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 sekunt kvadrat (m/s²)

1m/s² tezlanish bilan to`g`ri chiziqli tekis o`zgaruvchan harakat qilayotgan moddiy nuqtaning **tezlanishi 1s da 1m/s<sup>2</sup> ga o`zgaradi.**

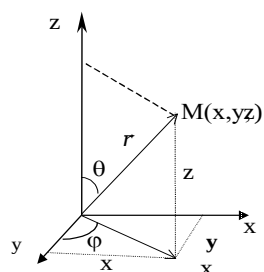
Impuls, kilogramm - metr taqsim sekund (kg.m/s). 1kg.m/s -1m/s tezlik bilan harakatlanayotgan 1kg massali jismning **impulsi**

Kuch, Nyuton (N). 1N- massasi 1kg bo`lgan jismga ta`sir qilib, unga ta`sir yo`nalishida 1m/s² tezlanishi beradigan kuch.

Kuch impulsi, Nyuton sekund (N.s). 1N.s-1s davomida ta`sir etuvchi 1N kuchning **impulsi.**

Sanoq sistemasi. Moddiy nuqta kinematikasi.

Mexanik harakatda bir jismning vaziyati boshqa jismlarga nisbatan o`zgaradi.



1.1 – rasmi

Mexanik harakatning eng sodda ko`rinishi sifatida moddiy nuqta harakatini ko`raylik. Ko`rilayotgan masalalarda shakli va o`lchamlarini hisobga olinmaydigan jism **moddiy nuqta** deb ataladi. Moddiy nuqta tushunchasi abstrakt tushuncha bo`lib, tabiatdagi real jism-larni ideallashtirish natijasida vujudga keladi va uni kiritilishi tekshirilayotgan aniq masalalarni echishni engillashtiradi.

Masalan: Yerning va boshqa planetalarning Quyosh atrofida harakatlarini o`rganayotganimizda Er, 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 qaerdadir va qachondir sodir bo'ladi. Mexanika nuqtai nazarida harakat jismlarning fazodagi vaziyatini vaqt o'tishi bilan o'zgarishidan iboratdir. Moddiy nuqtaning fazodagi holatini biror iqtiyoriy tanlab olingan sanoq sistemasiga nisbatan qaraladi.

Fazoda moddiy nuqta holatini to'g'ri burchakli uch o'lchovli Dekart o, x, y, z-koordinatalar sistemasi yordamida aniqlash mumkin (1.1 – rasm). Bu holda M moddiy nuqtaning 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.

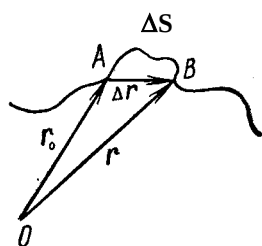
1).Sferik koordinatalar - r, θ , φ lardan Dekart koordinatalar -x, u, z larga o'tish quyidagicha amalga oshiriladi:

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

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

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

Harakatlanayotgan moddiy nuqta qoldirgan izi **traektoriya** deb ataladi. Agar trektoriya to'g'ri chiziqdan iborat bo'lsa, **harakat to'g'ri chiziqli**, trektoriya egri chiziqdan iborat bo'lsa, **harakat egri chiziqli deb ataladi**.



1.2 – расм.

Ixtiyoriy trektoriya bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtani kuzataylik. Kuzatishni moddiy kuqta 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

$$\vec{r} - \vec{r}_0 = \Delta \vec{r} \quad (1.3)$$

vektor moddiy nuqta **ko`chishini** xarakterlaydi. Moddiy nuqta ko`chishining shu ko`chishni o`tilgandagi vaqt oralig`iga nisbati harakatning o`rtacha tezligi v_{or} deyiladi.

$$\vec{v}_{yp} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (1.4)$$

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

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (1.5)$$

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

$$v = |\vec{v}| = \frac{|d\vec{r}|}{dt} = \frac{ds}{dt} \quad (1.6)$$

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 xarakterlash uchun **tezlanish** deb ataluvchi fizik kattalik kiritiladi. Moddiy nuqtaning tezligi  $\Delta t$  vaqtda  $\Delta v = v_2 - v_1$  ga o`zgarsa, uning tezlanishi

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right) = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (1.7)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, **tezlanish - moddiy nuqta tezligining vaqt birligi davomida o`zgarishini xarakterlaydigan 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.**

Moddiy nuqtaning to`g`ri, egri chiziqli va aylana bo`ylab harakati

To`g`ri chiziqli harakatda traektoriya 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 ($v = \text{const}$) **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.**

$$\vec{v} = \frac{\vec{S}}{t} \quad (1.8)$$

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 $\vec{v} \cdot t$ vektorlar teng bo'lgani sababli ularning x o'qidagi proektsiyalari ham teng bo'ladi, ya'ni

$$S_x = v_x \cdot t \quad (1.9)$$

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

$$S = v \cdot t \quad (1.10)$$

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

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

To'g'ri chiziqli tekis harakatda tezlik grafigi abstsissa o'qiga paralel 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.

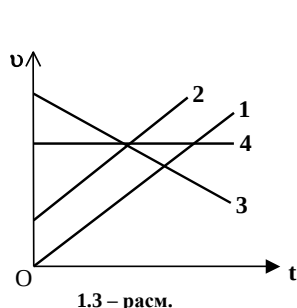
O'zgarmas tezlanish bilan bo'layotgan harakat ($a = \text{const}$) tekis o'zgaruvchan ($a > 0$ bo'lsa, tekis tezlanuvchan va $a < 0$ bo'lsa, tekis sekinlanuvchan) harakat deyiladi. Bu vaqtda oniy tezlanish istalgan vaqt oraligidagi o'rtacha tezlanishga teng bo'ladi

$$a = a_{yp} = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v - v_0}{t},$$

$$v = v_0 + at, \quad (1.11)$$

bu erda v_0 - harakatning boshlang'ich tezligi, v - vaqtning t paytidagi tezligi.

Tekis o'zgaruvchan harakatda tezlik v_0 qiymatdan v qiymatgacha tekis o'zgarsa, bunday harakatning o'rtacha tezligi boshlang'ich va oxirgi tezliklarning o'rtacha arifmetik qiymatiga teng bo'ladi:



$$v_{yp} = \frac{v + v_0}{2} \quad \text{bunda} \quad S = \frac{v_0 + v}{2} t$$

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

$$S = \frac{v_0 + v_0 + at}{2} t$$

yoki

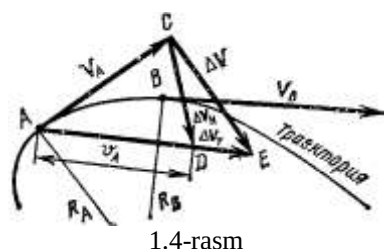
$$S = v_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (1.12)$$

Bu ifoda tekis o'zgaruvchan harakat tenglamasidir.

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

$$v^2 - v_0^2 = 2aS, \quad (1.13)$$

Bu formulalardan foydalanib tekis o'zgaruvchan harakatning tezlik va yo'l grafiklarini chizish mumkin (1.3-rasm). Tezlik grafigini chizish uchun abtsissa o'qiga vaqtning, ordinata o'qiga esa tezlikning qiymatini qo'yamiz. Agar $\vec{v}_0 = 0$ 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. $\vec{v}_0 \neq 0$ bo'lganda esa tezlik grafigi ordinata o'qida $\vec{v}_0$ ga teng kesmadan boshlanadi (1.3 – rasm, 2-to'g'ri chiziq). 1.3 – rasmdagi 1,2-to'g'ri chiziqlar $a > 0$, 3 – to'g'ri chiziq tekis sekinlanuvchan harakatni, 4-to'g'ri chiziq esa ($v = const$) to'g'ri chiziqli tekis harakatni ifodalaydi.



Tekis o'zgaruvchan harakatning yo'l grafigi esa yarim parabola shaklida bo'ladi, chunki $y^2 = 2px$ parabola tenglamsidir. 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.

Moddiy nuqtaning egri chiziqli harakati. Tangentsial va normal tezlanishlar. Traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lgan harakat **egri chiziqli harakat** deyiladi. Bunga misol qilib, er yuzidagi barcha transport vositalarini, mashina va mexanizm qismlarini, oqar suvni, atmosferadagi havo zarralarini, kosmik fazodagi barcha planetlar va sunoiy 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 traektoriyaning A nuqtasidan o'tayotgan bo'lsin (1.4-rasm). Biror kichik - t vaqt ichida kichik ΔS yoyni bosib V nuqtaga keladi. A va V nuqtalardagi tezliklarni mos ravishda $\vec{v}_A$ va $\vec{v}_B$ deb belgilaylik. Tezlik o'zgarishini aniqlash uchun $\vec{v}_B$ tezlik vektorini o'z-o'ziga parallell holda A nuqtaga ko'chiraylik, u holda $\vec{v}_A$ vektor uchini kuchirilgan $\vec{v}_B$ vektor uchi bilan tutashtiruvchi vektor ($\Delta \vec{v} = \vec{v}_B - \vec{v}_A$) izlanayotgan tezlik o'zgarishini ifodalaydi. $\Delta \vec{v}$ tezlik o'zgarishini ikki tezlik vektorlarining yig'indisi shaklida ham qarash mumkin. Buning uchun AE kesma ustida A dan $\vec{v}_A$ vektor kesmasiga teng kesma ajratib $\vec{v}_B$ yo'nalishida D nuqtani tanlaylik. S va D nuqtalarni birlashtiruvchi vektorni $\Delta \vec{v}_n$ bilan, D va E nuqtalarni birlashtiruvchi vektorni esa $\Delta \vec{v}_t$ bilan belgilaylik. U holda $\Delta \vec{v}$ ni ana shu ikki vektorning yig'indisidan iborat deb hisoblash mumkin.

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_n + \Delta \vec{v}_t \quad (1.14)$$

Egri chiziqli harakatda moddiy nuqta tezlanishi

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_H}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_T}{\Delta t} \quad (1.15)$$

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

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_H}{\Delta t} \quad (1.16)$$

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

$$a_n = \frac{v^2}{R}. \quad (1.17)$$

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

$$a_T = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{v}_T|}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} \quad (1.18)$$

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

$$\vec{a}^2 = \vec{a}_n^2 + \vec{a}_T^2, \quad \vec{a} = \sqrt{\vec{a}_n^2 + \vec{a}_T^2}. \quad (1.19)$$

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

Moddiy nuqtaning aylana buylab 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 ($a_T = 0$) 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 xarakterlash mumkin, bunda burchak tezlik deb R radiusning burilish burchagi $\Delta\varphi$ ning bu burilish bo'lgan vaqt oralig'i Δt ga nisbatini tushunish kerak

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

Notekis harakat uchun, oniy burchak tezligi tushunchasi kiritiladi

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

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:

$$v = \omega R \quad (1.21)$$

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

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

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

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

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

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

$$v = \frac{2\pi}{T} R = 2\pi \nu R. \quad (1.24)$$

Moddiy nuqtani aylana bo'ylab notekis harakatlanganda chiziqli tezlik bilan birga burchak tezlik ham o'zgaradi. Burchak tezligi o'zgarishi $\Delta\omega$ ning shu o'zgarish bo'lgan vaqt oralig'i Δt ga nisbati o'rtacha burchak tezlanish ε_{or} deb ataladi.

$$\varepsilon_{yp} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t}. \quad (1.25)$$

ε_{or} ning vaqt oralig'i nolga intilgandagi limiti **oniyl burchak tezlanishi** ε deyiladi:

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt}. \quad (1.26)$$

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.

1.2. Moddiy nuqta dinamikasi

Tabiat kuchlari va ularning turlari

Moddiy nuktalar orasidagi uzaro ta'sir etishda ishtirok etadigan tabiat kuchlarini turtta asosiy turga ajratish mumkin: gravitatsion, zaif, elektromagnit va kuchli (yadroviy). Jadvalda bu kuchlarning asosiy tavsiflari berilgan

Uzaro ta'sir kuchlari	Uzarota'sir manbasi	Nisbiy intensivligi	Ta'sir radiusi
Gravitatsion	Massa	10^{-38}	Uzokdan
Zaif	Elementar zarralar	10^{-15}	$10^{-15}m$
Elektromagnit	Elektr zaryadlari	10^{-2}	uzokdan
Kuchli (yadroviy)	Proton, neytron, mezon (adron)	1	$10^{-15}m$

Boshqa tomondan, kuchlarning kelib chikish tabiatiga karab uchga ajratish mumkin:

- 1) bir-biri bilan bevosita tegib turgan jismlar orasidagi kuchlar (elastiklik yoki ishkalanish). Ular kelib chikishiga karab elektromagnit kuchlardir.
- 2) Maydonlar vositasida ta'sir etuvchi - gravitatsion va elektromagnit kuchlar.
- 3) Noinertsial sanoq sistemasida jism xarakatini tavsiflovchi inertsiya kuchlari.

Nyutonning qonunlari. 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 **inertsiya** deyiladi. SHuning uchun ham Nyutonning birinchi qonuni **inertsiya qonuni** deb ham yuritiladi. Inertsiya 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 Erning 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. Nyuton-ning 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 **inertsial sanoq** sistemasi deb ataladi. Biror inertsial sanoq sistemaga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ixtiyoriy sanoq sistemasi ham inertsial sanoq sistemasi bo'ladi.

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

Inertsial sanoq sistemasida mexanikaning hamma qonunlari bajariladi. Inertsial 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 kattaligi-gagina emas, balki shu bilan birga jismning ba'zi xususiy hossasiga ham bog'liq bo'lar ekan. Jismning bu xossasi **massa** deb ataladigan fizik kattalik bilan xarakterlanadi. **Massa jismning inertsia o'lchovidir**. Bir xil ta'sir tufayli jism massasi katta bo'lsa inertsiasini ham katta bo'ladi, jism massasi kichik bo'lsa inertsiasini 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 tsilindir olingan, uning massasi kilogramm massa (kg) deyiladi. Massa m harfi bilan belgilanadi va massa birligi 1 kg deb qabul qilingan. 1 sm³ distillangan suvning 4⁰C 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, dinamometrlarda o'lchanadi.

Nyutonning ikkinchi qonuni. Nyutonning ikkinchi qonuni ilgari tanima harakat dinamikasining asosiy qonunlari bo'lib, kuch ta'sirida moddiy nuqtaning mexanik harakati qanday o'zgarishini ifodalaydi.

Agar o'zgarimas massali ($m=\text{const}$) jismning kuch ta'sirida olgan tezlanishi shu kuchga to'g'ri proporsional bo'lsa:

$$\vec{a} \sim \vec{F} \quad (1.27)$$

Agar bir xil kuch ta'sirida ($F=\text{const}$) har xil jismlar turli xil tezlanish olsa, bunda jism massasi qancha katta bo'lsa, ularni inertsiasini ham shuncha katta bo'ladi, tezlanishi esa shuncha kichik bo'ladi:

$$\vec{a} \sim \frac{1}{m} \quad (1.28)$$

(1.27) va (1.28) dan foydalanib, kuch va tezlanishni vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagini yozamiz

$$\vec{a} = \kappa \frac{\vec{F}}{m} \quad (1.29)$$

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 proportsionaldir va u kuchning ta'sir tomoniga qarab yo'nalgan.***

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

$$\vec{a} = \vec{F} / m \quad (1.30)$$

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

$$m\vec{a} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (1.31)$$

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

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

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (1.32)$$

Bu erda $\vec{F}_{12}$ - ta'sir etuvchi kuch, $\vec{F}_{21}$ - aks ta'sir etuvchi kuch.

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

$$\vec{a}_1 = -\frac{m_2}{m_1} \vec{a}_2 \quad (1.33)$$

hosil qilamiz. Bu munosabat, o'zaro ta'sirlashuvchi ikki jism o'zlarining massalariga teskari proportsional 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 Er atrofidagi harakatida Oy markazga intilma tezlanishga ega bo'ladi. Bu tezlanish markazga intilma kuch tufayli vujudga keladi

$F_{m.u.} = m \frac{v^2}{R}$ Jismning massasini biror ixtiyoriy tanlab olingan etalon jismning massasiga solishtirish bilan aniqlanadi. Xalqaro kelishuvga muvofiq bunday etalon sifatida Parijda saqlanadigan platinairidiy qotishmasidan tayyorlangan tsilindir olingan, uning massasi kilogramm massa (kg) deyiladi. Massa m harfi bilan belgilanadi va massa

birliqi 1 kg deb qabul qilingan. 1sm³ distillangan suvning 4⁰C dagi massasi 1 g ga teng.

Butun olam tortishish kuchi. Og'irlik kuchi. Jismning og'irligi. Tortishish kuchi- tabiatda eng buyuk kuch. Inson xayoti bu kuchga chambarchas bog'liq. Tog jinslarini birlashishi, planeta suvining yigilishi, dengiz va okeanlarning paydo bulishi, Erning moviy atmosferani ushlab turishi va x. k. lar tortishish kuchi tufaylidir. Bu kuch bulmaganda edi, planetalardan tortib, mayda osmon jismlari-meteor, astroidlar xam koinot korongiligiga sochilib ketardi, - umuman koinotning tuzilishi buzilib ketardi. Butun olam tortishish qonuni shunday ta'riflanadi:

Jismlar bir-biri bilan massalarining kupaytmasiga tugri proportsional, oralaridagi masofaning kvadratiga teskari proportsional bulgan kuch bilan tortishadi:

$$F = G \frac{mM}{R^2} \quad (1.34)$$

bu erda $G=6, 62 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2$ - butun olam tortishish doimiysi bulib, uning fizik ma'nosi: massalari 1 kg dan bulgan jism 1 m masofada $6, 62 \cdot 10^{-11} \text{ N}$ kuch bilan ta'sirlashadi. Bundan kurinadiki, mikrojismlar orasidagi tortishish kuchi juda kichik bulib, aksincha koinot jismlari orasida katta buladi. Butun olam tortishish qonuni ikki jism orasidagi tortishish kuchini ifodalab kolmasdan, xozirgi zamon kosmologiyasi asosi-olamimizning uzgaruvchanligini xam kursatib beradi. Xakikatan Butun olam tortishish qonunidan jismlar uzaro ta'sirlashib $a=GM / R^2$ tezlanish oladi. Xar kaday galaktikalar R masofada turib nisbiy manfiy a -tezlanishiga ega buladi: bu koinotni ugaruvchanligini bildiradi. Xakikatan, osmon jismlari bir-biriga yakinlashib - uzoklashganda ularning tezlanishi uzgaradi, natijada ularning zichligi uzgaradi. Nyuton uz nazariyasida buni nazarda tutmagan edi. Bizning asrimizga kelib bu xodisa tasdiklangan. Bu nazariyaga asosan kandaydir $t=0$ vaktida Koinot bir joyga tuplangan va juda katta zichlikka ega bulgan. "Katta portlash" dan keyin Koinot kengayishi boshlangan va bu narsa xozir xam davom etmokda. Er sirtidagi jism uchun (4) formulani kuyidagicha yozish mumkin:

$$F=ma=G \frac{mM_{ep}}{R_{ep}^2} \quad (1.35)$$

(1.35) dan $a= g = G M_{er} / R_{Er}^2 \approx 9, 81 \text{ m/s}^2$ Bu tezlanish erkin tushish tezlanish deyiladi.

Og'irlik kuchi. Erning (Mars, Oy...) tortishi tufayli yuzaga keladigan kuch og'irlik kuchi deb ataladi. Og'irlik kuchi Er kutblari va ekvatoridan tashkari, Er sirtining xamma nuktalarida tortishish kuchi bilan mos tushmaydi. Buning sababi Erning uz uki atrofida aylanishidir. Ekvatordagi m_1 jism uchun N'yuton ikkinchi qonunining kurinishi: $F+N_E=m_1a_n$. Ularning proektsiyalari $F - N_e = m_1a_n$ yoki $N_e = F - m_1a_n$ He = F_{og} ligidan $F_{og} = F - m_1a_n$. Kutblarda $a_n = 0$. Unda

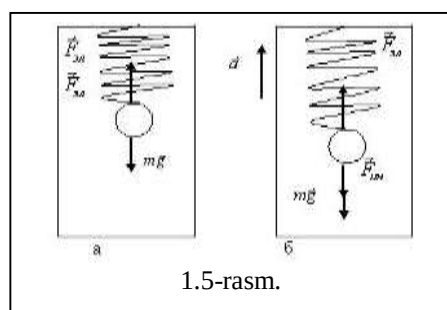
$F - N_n = m_1 a_n = 0$ Shunga uxshash $F = N_n = F_{og}$ SHunday kilib kutblarda $F = F_{og} = m_1 g$ F kuchga ma_p kushimcha unchalik katta emas. SHuning uchun $F_{og} = F = mg$

Jismning og'irligi. Erning tortishi tufayli jismning tayanchga yoki osmaga beradigan ta'siri uning og'irligi deb ataladi. Agar jism Erga nisbatan tinch xolatda yoki tugri chizikli tekis xarakat kilayotgan bulsa, jismning og'irligi og'irlik kuchiga teng buladi. Demak jismning og'irligi tortishish kuchidan tashkari tayanch yoki osmaning tezlanishiga xam bog'liq. Jismning og'irligi jismning massasi yoki turar joyi bilan aniklanmaydi. 7b-rasmdan ma'lum buladiki, jismning og'irligi kuyidagiga teng buladi:

$$P = F_{in} + mg \quad (1.36)$$

Noinertsial sanoq sistemalari. Inertsiya kuchlari

N'yuton qonunlari xamma sanoq sistemalarida xam bajarilavermaydi. Bu qonunlar fakat inertsial sanoq sistemalarida tugri buladi. Kuyosh bilan boglangan sistemani inertsial deyish mumkin. Xamma inertsial sistemalar bir-biriga nisbatan tekis xarakat kiladi yoki tinch xolatda buladi. Inertsial sistemalarga nisbatan tezlanish bilan xarakatlanadigan sistemalar noinertsial sistemalar deyiladi. Noinertsial sistemalar mexanikasiga misol tarikasida tezlanish bilan xarakatlanadigan poezdni kurib chikamiz. Poezd ichidagi narsalar xech kanday kuch ta'sir etmasada tezlanish oladi, yuklar kuyilgan joyidan tushib ketadi, yulovchilar vagon devoriga sikiladi va x. k. Noinertsial



sanoq sistemasiga N'yutonning ikkinchi qonunini tadbik etish uchun inertsiya kuchi deb ataluvchi kushimcha kuchlar kiritiladi. Noinertsial sanoq sistemasining ixtiyoriy xarakatida va bu sistemadagi jismlarning xarakatiga inertsiya kuchining ta'sirini xisoblash ancha murakkab masala. SHuning uchun oddiyrok misol kuramiz. Noinertsial sanoq sistemasidagi tinch turgan jism inertsial sanoq sistemasiga nisbatan tugri chizikli uzgarimas tezlik bilan xarakat kilayotgan bulsin.

Mayatnik urnatilgan aravacha tugri chizikli tekis tezlanuvchan xarakat kilayotgan bulsin. Bunda mayatnik ϕ burchakka ogadi. Inertsial sanoq sistemasida turgan kuzatuvchi (yul chetida turgan odam) mayatnikka mg og'irlik kuchi va F_t taranglik kuchi ta'sir etayapti deb xisoblaydi.

Bu kuchlarning teng ta'sir etuvchisi:

$$F = F_t + mg = ma \quad (1.37)$$

Noinertsial sanoq sistemasida turgan kuzatuvchi (aravachadagi odam) mayatnik $\propto$ burchakka ogishini sezadi. Bu kuzatuvchi Nyuton qonunlarini kullash uchun uchinchi kuchni kiritishga majbur buladi:

$$F_{in} = -ma \quad (1.38)$$

SHunday kilib, inertsia kuchi jism massasi bilan tezlanishining kupaytmasini teskari ishorasi bilan olingan kiymatiga teng.

Demak noinertsial sanoq sistemasidagi jismga uchta kuch: og'irlik kuchi, taranglik kuchi va inertsia kuchi ta'sir etib, ularning vektor yigindisi nolga teng, shuning uchun Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan bu sistemada jism tezlanishga ega emas. Boshka misol kuramiz: Lift shiftiga prujinaga biriktirilgan m massali jism osib kuyilgan. Lift yukoriga a -tezlanish bilan kutarilyapdi. "Xarakatsiz" kuzatuvchi (inertsial sanoq sistemasi) jismga og'irlik kuchi va elastik kuchi ta'sir etadi deb xisoblaydi (7a-rasm). Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan

$$F_{el} - mg = -ma \quad (1.39)$$

"Xarakatdagi" kuzatuvchi jismga uchta kuch: mg , F_{el} va F_{in} kuchlari ta'sir etishini sezadi. Bu sistemaga nisbatan jism tinch xolatda bulgani uchun :

$$mg + F_{el} + F_{in} = 0 \quad (1.40)$$

Ularning proektsiyalari

$$mg + F_{el} - F_{in} = 0 \quad \text{yoki} \quad mg + F_{in} = F_{el}$$

Agar jism aylanayotgan noinertsial sistemada xarakat kilayotgan bulsa (1.39) ni kullab bulmaydi. Inertsia kuchi va tortishish kuchi ekvivalent bulib, ularning fizik ma'nosi bir xil. Bu narsa 1915 yilda A. Eynshteyn tomonidan yaratilgan nisbiylik nazariyasining printsip- laridan biridir.

Jismlar bir-biri bilan massalarining kupaytmasiga tugri proportsional, oralaridagi masofaning kvadratiga teskari proportsional bulgan kuch bilan tortishadi:

$$F = G \frac{mM}{R^2} \quad (1.41)$$

bu erda $G=6, 62 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2$ - butun olam tortishish doimiysi bulib, uning fizik ma'nosi: massalari 1 kg dan bulgan jism 1 m masofada $6, 62 \cdot 10^{-11} \text{ N}$ kuch bilan ta'sirlashadi. Bundan kurinadiki, mikrojismlar orasidagi tortishish kuchi juda kichik bulib, aksincha koinot jismlari orasida katta buladi. Butun olam tortishish qonuni ikki jism orasidagi tortishish kuchini ifodalab kolmasdan, xozirgi zamon kosmologiyasi asosi-olamimizning uzgaruvchanligini xam kursatib beradi. Xakikatan Butun olam tortishish qonunidan jismlar uzaro ta'sirlashib $a=GM / R^2$ tezlanish oladi. Xar kanday galaktikalar R masofada turib nisbiy manfiy a -tezlanishiga ega buladi: bu koinotni ugaruvchanligini bildiradi. Xakikatan, osmon jismlari bir-biriga yakinlashib - uzoklashganda ularning tezlanishi uzgaradi, natijada ularning zichligi uzgaradi. Nyuton uz nazariyasida buni nazarda tutmagan edi. Bizning asrimizga kelib bu xodisa tasdiklangan. Bu nazariyaga asosan kandaydir $t=0$ vaktida Koinot bir joyga tuplangan va juda katta zichlikka ega bulgan. "Katta portlash" dan keyin Koinot kengayishi boshlangan va bu narsa xozir xam davom etmokda. Er sirtidagi jism uchun (4) formulani kuyidagicha yozish mumkin:

$$F=ma=G \frac{mM_{ep}}{R_{ep}^2} \quad (1.42)$$

(5) dan $a = g = G M_{er} / R_{Er}^2 \approx 9,81 \text{ m/s}^2$ Bu tezlanish erkin tushish tezlanish deyiladi.

Og'irlik kuchi. Erning (Mars, Oy...) tortishi tufayli yuzaga keladigan kuch og'irlik kuchi deb ataladi. Og'irlik kuchi Er kutblari va ekvatoridan tashkari, Er sirtining xamma nuktalarida tortishish kuchi bilan mos tushmaydi. Buning sababi Erning uz uki atrofida aylanishidir. Ekvatordagi m_1 jism uchun N'yuton ikkinchi qonunining kurinishi: $F+N_E=m_1a_n$. Ularning proektsiyalari $F - N_e = m_1a_n$ yoki $N_e = F - m_1a_n$ $H_e = F_{og}$ ligidan $F_{og} = F - m_1a_n$. Kutblarda $a_n = 0$. Unda $F - N_n = m_1a_n = 0$ SHunga uxshash $F = N_n = F_{og}$ SHunday kilib kutblarda $F = F_{og} = m_1g$ F kuchga m_p kushimcha unchalik katta emas. SHuning uchun $F_{og}=F=mg$

Jismning og'irligi. Erning tortishi tufayli jismning tayanchga yoki osmaga beradigan ta'siri uning og'irligi deb ataladi. Agar jism Erga nisbatan tinch xolatda yoki tugri chizikli tekis xarakat kilayotgan bulsa, jismning og'irligi og'irlik kuchiga teng buladi. Demak jismning og'irligi tortishish kuchidan tashkari tayanch yoki osmaning tezlanishiga xam bog'liq. Jismning og'irligi jismning massasi yoki turar joyi bilan aniklanmaydi. 7b-rasmdan ma'lum buladiki, jismning og'irligi quyidagiga teng buladi:

$$P = F_{in} + mg \quad (1.43)$$

1.3. IMPULS. MEXANIK ISH VA ENERGIYA.

«Impuls»- lotincha impulses - so'zidan kelib chiqqan bo'lib, lugaviy ma'nosi «turtqi» demakdir. Mexanikada bu atama bilan ikkita kattalik belgilanadi: kuch impulsu va jism impulsu Nyutonning ikkinchi qonunidan:

$$\frac{d(m\vec{Q})}{dt} = \vec{F} \quad (1.44)$$

$d(m\vec{Q}) = \vec{F}dt$ ga teng bulsa, u holda jism impulsining o'zgarishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d(m\vec{Q}) = d\vec{p} \quad (1.45)$$

Bu erda $\vec{F}dt$ **kuch impulsu** deyiladi. Jismlarning o'zaro ta'sir natijasi faqat kuchgagina emas, balki ularning o'zaro tasirlashish vaqtiga ham bog'liqdir. Kuchning biror vaqt oraligidagi ta'sirining o'lchovi bo'lib hisoblanuvchi fiziqli vektor kattalikqa **kuch impulsu** deyiladi. Kuch impulsu kuchni uning ta'sir vaqtiga ko'paytmasi bilan o'lchanadi. Mexanik harakatning o'lchovi hisoblanuvchi fiziqli vektor kattalikqa **jismning impulsu** deyiladi.

Demak, (1) tengliqdan jism impulsining dt vaqt ichida o'zgarishi shu dt vaqtdagi kuch impulsiga $\vec{F} dt$ ga teng ekan, ya'ni $d\vec{p} = \vec{F}dt$

Agar kuchni dt vaqt ichida emas, $t_2 - t_1$ vaqt ichidagi ta'sirini qarash kerak bolsa, unda $F \Delta t$ ning yigindisini olamiz:

$$\sum \vec{F}_i \cdot \Delta t_i \Rightarrow \int_{t_1}^{t_2} \vec{F} \cdot dt = \vec{I} \quad \text{va} \quad \vec{I} = \vec{F}(t_1 - t_2) \quad (1.46)$$

Kuch impulsi doimiy kuchning shu kuch ta'sir vaqtiga ko'paytmasiga teng.

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{g})}{dt} \quad (1.47)$$

bo'lgani uchun

$$\int_{t_1}^{t_2} d(m\vec{g}) = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F} \cdot dt = \vec{I}$$

t_1 da $\vec{g}_1$ va t_2 da $\vec{g}_2$ desaq,

$$\int_{g_1}^{g_2} m \cdot d\vec{g} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F} \cdot dt \quad (1.48)$$

teng bo'ladi va unda kuch impulsi :

$$m\vec{g}_2 - m\vec{g}_1 = I \quad (1.49)$$

teng bular ekan.

Jism impulsining qandaydir vaqt ichida o'zgarishi shu vaqt ichida ta'sir qilaetgan kuch impulsiga teng. Kuch impulsining birligi :

$$[F\Delta t]_{mexH} = k_2 \cdot C, [F\Delta t]_{cm} = H \cdot C, [F\Delta t]_{GZ} = \partial H \cdot C \quad (1.50)$$

Fiziqada shunday kattaliklar mavjudqi , muayyan shartlar bajarilganda ularning qiymatlari vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi va ular saqlanish qonunlarining asosini tashqil etadi. Mexanikaviy xodisalar bilan bog'liq bo'lgan quyidagi saqlanish qonunlari mavjud:

1. impulsning saqlanish qonuni ;
2. impuls momentining saqlanish qonuni ;
3. enegiyaning saqlanish qonuni.

Bu saqlanish qonunlari Mexanikaviy harakat va jismlarning o'zaro ta'siri xaqidagi ta'limotning negizini tashqil etadi.

Impulsning saqlanish qonuni tabiatning asosiy qonunlaridan biridir. Impulsning saqlanish qonuni jismlar tizimi uchun muhim ahamiyat qasb etadi . Jismlar (eqi moddiy nuqtalar) tizimi eqi soddagina «tizim» deganda o'zaro ta'sirlashuvchi bir nechta jismlar tuplamini tushunamiz. Tizimga tashqi kuchlar ta'sir etmasa, bunday tizim berk tizim deyiladi. Quesh tizimi juda katta aniqliq bilan berk tizim bula oladi. Tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlarini **ichki kuchlar** deyiladi. Tizim uchun impulsning saqlanish qonuni Nyutonning ikkinchi hamda uchinchi qonunlariga asoslanadi va bu xaqdagi mulohazalarimiz inertsiyal sanoq tizimiga nisbatan olib boriladi. Dastlab n ta jismdan iborat berk tizimni qaraylik . Tizim berk bo'lganligi tufayli unga ta'sir etuvchi

tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng, ya'ni tizimda faqat ichki kuchlarga mavjud. Tizimdagi n ta jismning har birining impulsini $p_1, p_2, \dots, p_n$ deb belgilasaq, tizim impulsini :

$$P = \sum_i \vec{p}_i = \sum_i m_i \vec{q}_i \quad (1.51)$$

tarzida ifodalanadi.

Berk tizimdagi har bir jism uchun Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha ezamiz:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(m_1 \vec{q}_1) &= \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \dots + \vec{F}_{1n}, \\ \frac{d}{dt}(m_2 \vec{q}_2) &= \vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2n}, \\ \frac{d}{dt}(m_n \vec{q}_n) &= \vec{F}_{n1} + \vec{F}_{n2} + \dots + \vec{F}_{n,n-1}, \end{aligned} \quad (1.52)$$

bunda $\vec{F}_{12}$ – birinchi jismga ikkinchi jism tomonidan ta'sir etuvchi kuch; $\vec{F}_{21}$ – ikkinchi jismga birinchi jism tomonidan ta'sir etuvchi kuch va hokazo.

Tizimdagi hamma jismlar o'zaro ta'sirlashadilar. Umumiy holda ifodani :

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{q}_i = \sum_i \vec{F}_{ik} \quad (i \neq k; i, k = 1, 2, \dots, n) \quad (1.53)$$

tarzida ehamiz, bu formulaning ung tomoni tizimdagi ichki kuchlarning vektor yigindisini aks ettiradi. Tizimdagi biror jismning shu tizimdagi boshqa har bir jism bilan o'zaro ta'siri Nyutonning ikkinchi qonuniga buysunadi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}; \quad \vec{F}_{13} = -\vec{F}_{31}; \quad \vec{F}_{23} = -\vec{F}_{32} \quad \text{va hokazo. Umuman olganda, } i\text{-jism } j\text{-jismga } \vec{F}_{ji} \text{ kuch bilan ta'sir etsa, } j\text{-jism ham } i\text{-jismga } \vec{F}_{ij} \text{ kuch bilan ta'sir etadi.}$$

$$j_i = \vec{F}_{ij} \quad (1.54)$$

Binobarin (8) tengliqning ung tomonida ifodalangan ichki kuchlarning vektor yigindisi nolga teng:

$$\sum_i \vec{F}_{ik} = 0 \quad (i \neq k, i, k = 1, 2, \dots, n) \quad (1.55)$$

Demak, berk tizim uchun:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0 \quad \text{eqi} \quad \frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{q}_i = 0$$

ifoda xosil bo'ladi. Bu ifodadan:

$$\vec{p} = \sum_i m_i \vec{q}_i = \text{const.} \quad (1.56)$$

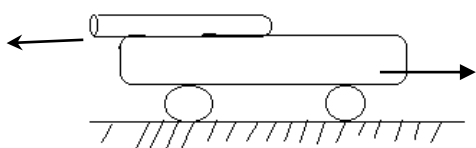
degan xulosaga kelamiz. (11) ifoda berk tizim uchun impulsning saqlanish qonunini ifodalaydi: berk tizimning impulsini vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Boshqacha aytganda, berk tizim ayrim jismlarining impulsilari vaqt o'tishi bilan o'zgarsa-da uning impulsini o'zgarmay qoladi. Masalan tizimdagi biror jismning impulsini kamaysa, shu tizimdagi boshqa jismning (eqi jismlarning) impulsini shunchaga oshadi. Berk tizimda impulsning saqlanish qonuniga misol tariqasida ikkita jismdan iborat tizimni olib

qaraylik. Masalan: miltik hamda uning ichidagi o'q berk tizimni tashqil qilsin va miltik ishqalanishsiz harakatlanuvchi qichkina aravachaga maxqam urnatilgan bo'lsin. Bu tizim uchun impulsning saqlanish qonuni quyidagicha yoziladi: $m_1 \vec{g}_1 + m_2 \vec{g}_2 = const$, bunda m_1 va m_2 - mos ravishda uqning hamda miltikning aravacha bilan birgaligidagi massalari g_1 va g_2 - uqning va aravachaning tezliklari. Dastlab tizim tinch turganligi tufayli undagi jismlar impulslarining vektor yigindisi nolga teng, ya'ni: $m_1 \vec{g}_1 + m_2 \vec{g}_2 = 0$; o'q g_1 tezlik bilan otilib chiqqach aravachaning orqaga tisarilish tezligi: $\vec{g}_2 = -\frac{m_1}{m_2} \vec{g}_1$

bo'ladi;

bunda (-) ishora g_1 va g_2 vektorlar qarama - qarshi tomonga yo'nalganligini ko'rsatadi.

Endi m_1 , m_2 , g_1 va g_2 larni sonli qiymatlar orqali ifodalayliq, masalan:



$$m_1=10\text{gr}=10^{-2}\text{qg}, m_2=5\text{qg}, g_1=600\text{ m/s}$$

bo'lsin. Bu qiymatlarni yuqoridagi formulaga quysaq, aravachaning (miltik bilan birga) o'q yo'nalishiga nisbatan orqaga $g_2=1,2\text{ m/s}$ tezlik bilan harakatlanishi aen bo'ladi. Tizimga tashqi

kuchlar ta'sir etayotgan bulsa, u berk tizim bula olmaydi va bunday tizim uchun impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi. Bunday tizim uchun Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha yoziladi.

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{g}_i = \sum_i \vec{F}_{ik} + \vec{F}_T \quad (i = k; i, k = 1, 2, \dots, n),$$

Bu erda $\sum_i \vec{F}_{ik}$ - ichki kuchlarning vektor yigindisi; $\vec{F}_T$ - tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi. Yuqoridagi formulalarga asosan ichki kuchlarning vektor yigindisi nolga teng ekanligini e'tiborga olsaq, bu tengliq quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{g}_i = \vec{F}_T \quad (1.57)$$

bu tenglama Mexanikaviy tizim impulsining o'zgarish qonunini ifodalaydi: tizim impulsidan vaqt buyicha olingan birinchi tartibli xosila tizimga tasir etuvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga teng.

tenglama vektor tenglama bo'lgani uchun koordinata uqlaridagi tashqil etuvchilari buyicha quyidagicha ezish mumkin:

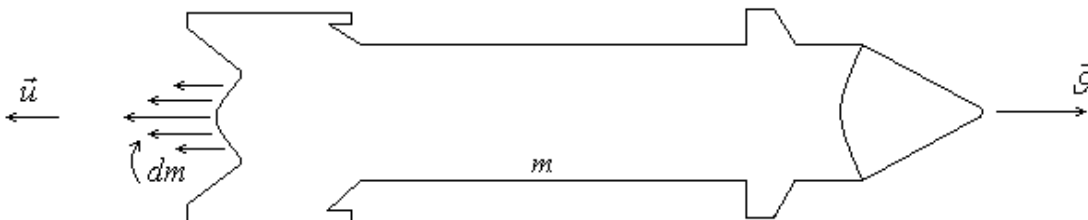
$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{g}_{ix} = \vec{F}_{TX}; \quad \frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{g}_{iy} = \vec{F}_{TY}; \quad \frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{g}_{iz} = \vec{F}_{TZ}; \quad (1.58)$$

Bu erda $\vec{F}_{TX}$, $\vec{F}_{TY}$, $\vec{F}_{TZ}$, - tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisining x, y, z uqlar buyicha tashqil etuvchilari. Agar berk bo'lmagan tizimda biror yo'nalish buyicha, masalan z uqi buyicha tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng bulsa, bu yo'nalish buyicha (13) ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{g}_{iz} = 0$$

$$\text{bundan: } \sum_i m_i \vec{g}_{iz} = \text{const} \quad (1.59)$$

ekanligi kelib chiqadi. Jismning biror qismi o'zidan ajralgani tufayli qiladigan harakati **reaktiv harakat** deyiladi. Reaktiv harakat deganda raketalar va reaktiv tayyora (samolyot) larning harakatini tushunamiz. SHuni ham aytish kerakqi, qayiq, qema, parraqli tayyora qabi naqliyot vositalarining harakati ham moxiyati jihatidan reaktiv harakatdir, chunki qayiq va qemalarda eshqaq va parraqlar yordamida suv bir tomonga biror $\vec{v}_1$ tezlik bilan harakatga keltirilsa, qayiq va qema qarama-qarshi tomonga $\vec{v}_2$ tezlik bilan harakatlanadi. Parraqli tayyorlarda ham shu xodisa quzatiladi. Ammo «reaktiv harakat» tushunchasi odatda ancha tor manoda qullanilib, bunda raketa va reaktiv tayyorlarning harakatigina quzda tutiladi. Raketa va teqtiv tayyoralar harakatining asosiy xususiyatlaridan biri shundan iboratqi, bu erda berk tizimning massasi harakat davomida uzluqsiz o'zgarib boradi: raketada yongan yoki lgidan xosil bo'lgan gaz raketadan uzluqsiz otilib chiqib turadi va binobarin, raketaning massasi ham uzluqsiz kamayib boradi. YOnilgining yonish jarayonida xosil bo'lgan gaz qandaydir $\vec{u}$ tezlik bilan raketadan otilib chiqishi tufayli raketa $\vec{u}$ ga tesqari yo'nalishida biro $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanadi.



Umuman olganda, harakat jarayonida raketaning massasi bilan bir qatorda uning tezligi ham o'zgarib boradi, yani u tezlanish bilan harakatlanadi. Raketaga tezlanish beradigan kuch - gazning otilib chiqishi tufayli yuzaga keladigan reaktiv kuchdir. Bu kuch raketaning harakat tenglamasi orqali ifodalanadi. Harakat davomida raketaga reaktiv kuchdan tashqari Yerning tortish kuchi va havoning qarshilik kuchi ham tasir etadi. Reaktiv harakat tenglamasini keltirib chiqarishni soddalashtirish uchun dastlab raketaning ogirliq kuchi bilan muxitning qarshilik kuchini hisobga olmay turayliq. Er bilan boglangan inertsial sanoq tizimida harakatlanayotgan raketaning t paytdagi massasi m va tezligi v bulsa, uning shu paytdagi impulsi mv ga teng bo'ladi. Sungra dt vaqt davomida raketadan massasi dm ga teng gaz otilib chiqishi natijasida uning massasi $m - dm$ ga, tezligi esa $\vec{v} + d\vec{v}$ ga teng bo'ladi, yani dt vaqtdan sung raketaning impulsi $(m - dm)(\vec{v} + d\vec{v})$ ga teng buldi. Raketaga nisbatan $\vec{u}$ tezlik bilan harakatlanayotgan dm massali gazning impulsi esa: $(\vec{v} + \vec{v} - \vec{u})dm$ (raketaga nisbatan

uning impulsi - $\bar{u}dm$ ga teng) bo'ladi. Mazkur berk tizim uchun impulsning saqlanish qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi: $(m - dm)(\bar{g} + d\bar{g}) + (\bar{g} + d\bar{g} - \bar{u})dm = m\bar{g}$

Bundan: $m d\bar{g} - \bar{u}dm = 0$ yoki $m d\bar{g} = \bar{u}dm$ ga ega bulamiz. Tizim tezligining ($d\bar{v}$) o'zgarishi dt vaqt davomida sodir bo'lgani tufayli (gazning tezligi $\vec{u}$ ni o'zgarimas deb hisoblab), oxirgi tengliqni quyidagicha yozamiz:

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = \bar{u} \frac{dm}{dt} \quad (1.60)$$

Bu tengliqning ung tomoni tizimga tasir etuvchi reaktiv kuchni ifodalaydi; bu tengliq tashqi kuchlar (raketaning ogirliq kuchi va havoning qarshilik kuchi) hisobga olinmagan hol uchun **raketaning harakat tenglamasi** deb ataladi. Demak, raketaga tasir etuvchi reaktiv kuch gazning tezligiga va vaqt birligi davomida sarf bo'lgan yonilgi massasiga mutanosibdir.

Agar raketaga tashqi kuchlar ham tasir etsa, uning harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m \frac{d\bar{g}}{dt} = \vec{F}_T + \bar{u} \frac{dm}{dt} \quad (1.61)$$

Bu erda $\vec{F}_T$ -raketaga tasir etuvchi ogirliq kuchi va muxitning qarshilik kuchlarining vektor yigindisidir. $\bar{u}$ ning yo'nalishi $\bar{g}$ ning yo'nalishi bilan qarama - qarshi bulsa, raketa tezlanishi bilan harakatlanadi; agar $\bar{u}$ ning yo'nalishi $\bar{g}$ bilan bir xil bulsa, raketa harakati seyinlanuvchan harakat bo'ladi. SHuning uchun (1) tengliqni raketaning harakat yo'nalishiga bo'lgan proeqtsiyasi orqali ifodalasaq, uni quyidagicha yozamiz:

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

yoki

$$d\vartheta = -u \frac{dm}{m} \quad (1.62)$$

Agar tizim (raketaning yonilgi)ning boshlangich massasi m_0 va tizim ishining oxirgi eng katta tezligi (3) tengliqni integrallash orqali topiladi. ($u = const$):

$$\vartheta = -u \int_{m_0}^{m_\phi} \frac{dm}{m} = u \ln \frac{m_0}{m_\phi} \text{ yani: } \vartheta = u \ln \frac{m_0}{m_\phi} \text{ bu yerda } m_\phi = m_0 - m_e \text{ **foydali yoki lgi** deyiladi (}$$

m_e - ishlatilgan yonilgining massasi). (1.62) tengliq

Konservativ va nokonservativ kuchlar.

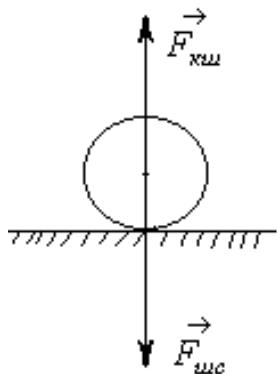
Tinch turgan jismni harakatga keltirish uchun unga biror kuch ta'sir etishi kerak. Bu kuchlar uzlarining xususiyatlari jaxatidan 2 xil bo'lishi mumkin: 1) jismlar bir-biriga bevosita tegishli orqali o'zaro ta'sirlashishi va Mazkur ta'sir tufayli tinch turgan jism harakatga kelishi yoki harakatdagi jism tezligini o'zgartirishi mumkin.

2) jismlarning o'zaro ta'siri natijasida ularning tezliklarining o'zgarishi maydon vositasida bo'lishi mumkin, ya'ni jismlar bir-biriga nisbatan biror masofada turib maydon vositasida ta'sirlashadilar.

Agar maydonga qiritilgan jismlarga Mazkur maydon tomonidan muayyan kuch ta'sir qilsa, bunday maydon **kuch maydoni** deyiladi. Masalan massasi m bo'lgan Er sirtidagi jismga Yerning gravitatsiya maydoni $\vec{F} = m\vec{g}$ kuch bilan ta'sir qiladi.

Fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga jismni ko'chirishda tashqi kuchlarning bajargan ishi bosib utilgan yo'ning shakliga bog'liq bo'lmay, balki jismning boshlangich va oxirgi vaziyatlarigagina bog'liq bulsa, bunday kuchlar konservativ va potensial kuchlar deb ataladi. Jismga ta'sir etuvchi ogirlik kuchi, siqilgan yoki cho'zilgan prujinaning qayishqoqlik (elastiklik) kuchi, zaryadlangan jismlarga ta'sir etuvchi elektrostatik kuchlar konservativ kuchlarga misol bo'ladi. Boshqa hamma kuchlar **nokonservativ kuchlar** deyiladi. Ishqalanish kuchlari, muhitning jism harakatiga qarshilik kuchlari nokonservativ kuchlarga qiradi. Nokonservativ kuchlarning bajargan ishi bosib utilgan yo'lga bog'liq bo'lib, Mazkur yo'l qanchaliq uzun bulsa, bajarilgan ish ham shunchaliq katta bo'ladi. Konservativ kuchlarning bajargan ishi bosib utilgan yo'ning shakliga bog'liq bo'lmay, balki jismning faqat dastlabki va qeyingi vaziyatigagina bog'liq bo'lganligidan bu kuchlarning har qanday berk qontur buyicha bajargan ishi nolga teng.

Ish va energiya



1.6-rasm

Impuls (harakat miqdori) jism harakatining, ya'ni mexanik harakatning harakteristikasi edi. Lekin bu hamma hollarda ham jism harakatini o'zgarishini tushuntira olmaydi. Masalan: ikkita shar elastik bo'lmagan holda tuqnashsin. Unda ularning impulslari $|m_1\vec{v}_1| = |m_2\vec{v}_2|$ bulsa, u holda tuqnashishdan qeyin ular to'xtab qoladi. Harakat yuqoladi degan muammo vujudga keladi, shunda tuqnashguncha va tuqnashgandan qeyin ular to'xtab qoladi. Harakat yuqoladi degan muammo vujudga keladi, shunda tuqnashguncha va tuqnashgandan qeyin impulslar yigindisi nolga teng bo'ladi. Lekin, buni bitta shar uchun yozish mumkin emas,

chunki tuqnashgandan $\vec{v}_i = 0$ bo'lganligi uchun jismlar temperaturasi oshdi. Bunda impuls harakatning o'zgarishini o'lchami bo'lmay qoladi. Harakat ko'rinishi mexanik harakatdan issiqliqqa aylanadi.

Unda $Q \sim m\vec{v}_i$, $\sum m\vec{v}_i$ ga proporsional emas ekan va Q – sqalyar kattalik, $\vec{p}$ esa vektor kattalik bo'lib, bir-biriga proporsional emas ekan. Bu erda harakat o'lchami – energiya bular ekan. Energiya - materiyaning hamma ko'rinishidagi harakatining o'lchami ekan (mexanik ham, issiqlik ham). SHuning uchun ikkita misolni qurib chiqamiz.

1-misol. Shar yer ustida yoki stol ustida turibdi, unda:

$$P = F_{uc}$$

$$\vec{P} = \vec{F}_T = \gamma \frac{mM}{R^2} = |\vec{F}_{uc}| ; \vartheta = 0 \quad (1.63)$$

Teng bo'lganligi uchun hech qanday harakat bo'lmaydi.

2-misol. Harakatdagi parovozning tezligi $\vec{g} = const$ bo'lsin va u vagonni tortib bormoqda. Agar harakatni to'g'ri chiziqli tekis harakat desaq, u holda $F_n + F_g = 0$, $\vec{g} = const$ teng ekanligi kelib chiqadi.

Birinchi holda parovozning biror nuqtasiga quyilgan kuch quzgalmas balsa, ikkinchi holdagi nuqtasiga quyilgan kuch qandaydir tezlik bilan harakat qilsa, u holda parovozning utxonasidan energiya ajralib chiqadi. Yoki lgi yonganda issiqliq energiyasi ajralib chiqadi. – $Q \sim F_m \cdot S$ bu yerda $F_m \cdot S$ ishga teng bo'lib, harakatning uzatilish o'lchami ekan, ya'ni u bir jismdan ikkinchi jismga berilar ekan. SHunday qilib, ish (harakatni uzatilishi) bir jismdan ikkinchi jismga harakatni uzatish o'lchovidir yoki energiyaning bir jismdan ikkinchi jismga o'tish o'lchovidir. Cu sistemasi ish va energiya birligi 1N kuchning 1m yo'lda bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik -1 J olinadi. SGS sistemasida ish va energiya birligi 1 dina kuchning 1 sm yo'lda bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik – 1 erg olinadi, ya'ni $1J=10^7$ erg ga teng bo'ladi.

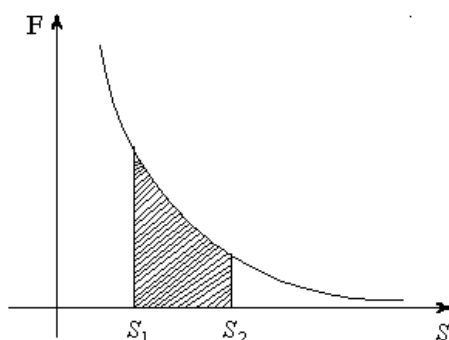
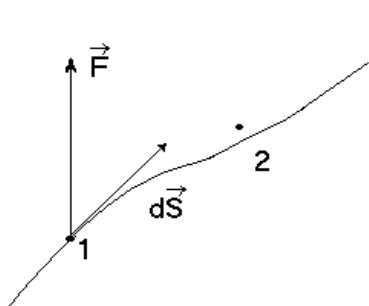
Kuchning ishi

Agar, biror jismga boshqa jism ta'sir harakatga keltirsa va harakat yo'nalishi shu kuchning yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan balsa, unda energiya harakatlantiruvchi jismdan harakatlanuvchi jismga beriladi va bajarilgan ish ($A>0$) musbat bo'ladi.

Agar $\vec{F}$ ning yo'nalishi harakat yo'nalishiga qarama-qarshi balsa, u holda bajarilgan ish manfiy ($A<0$) bo'ladi.

Agar $\vec{F}$ ning yo'nalishi harakat yo'nalishi bilan ustma-ust tushmasa, unda birinchi jism $\vec{F}$ kuch bilan ta'sir etib, ikkinchi jismini dS masofaga siljitsa, unda bajarilgan ish:

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{S}) \quad \text{yoki} \quad dA = F \cdot \cos \alpha \cdot dS \quad (1.64)$$



Demak, ish $\vec{F}$ bilan $d\vec{S}$ ning sqalyar ko'paytmasiga teng ekan. Agar $\vec{F}$ kuch ko'chishga bog'liq

holda o'zgarsa, u holda ish quyidagicha hisoblanadi.

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_1^2 (\vec{F} d\vec{S}) = \Delta S \quad (1.65)$$

ish son jihatidan yuza kattaligiga teng ekan. Har bir aniq masala uchun bu integral hisoblanib, bajarilgan ishning qiymati topiladi. Ish bajarilishi uchun ta'sir etuvchi kuch F va ko'chish S ning qiymatlari nolga teng bo'lmasligi kerak.

(1) – formuladan ko'rinib turibdiki, bajarilgan ishi α

burchakga bog'liq: 1) $\alpha < \frac{\pi}{2}$ ($\cos > 0$) bulsa, bajarilgan ish musbat bo'ladi;

2) $\alpha < \frac{\pi}{2}$ ($\cos < 0$) bulsa, bajarilgan ish manfiy bo'ladi.

Bajarilgan ishning musbat yoki manfiyligini aniqroq tasavvur etish uchun misollar keltiraylik. Jism $\vec{F}$ kuch ta'sirida harakat qilayotganida, bu kuch bilan bir vaqtda harakatga qarshilik ko'rsatuvchi ishqalanish kuchi $\vec{F}_{\text{uuk}}$ ham ta'sir etadi. Bu kuch harakat yo'nalishiga nisbatan qarama-qarshi tomonga yo'nalgan $\alpha > \frac{\pi}{2}$ va bu kuchning bajargan ishi manfiydir. Faraz qilaylik, $\vec{F}_s$ kuch ta'sirida jism biror tekislik ustida o'zgarmas tezlik bilan to'g'ri chiziq bo'ylab harakat qilayotgan bo'lsin. U holda Nyutonning I - qonuniga asosan jism hech qanday tashqi kuch ta'sir qilmayotgan bo'lishi va (1) - formulaga muvofiq bajarilgan ish ham nolga teng bo'lishi kerak edi. Aslida esa bunday emas. Buning boisi shundaki, biz misolimizdagi jism o'zgarmas tezlik bilan to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanayotganida tashqi kuch faqat ishqalanish kuchini muvozanatlayapti, ya'ni $\vec{F}_s$ kuch son jihatdan ishqalanish kuchiga teng. Transport vositalari o'zgarmas tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qilayotganida ham motorning tortish kuchi ishqalanish kuchi bilan muvozanatda bo'ladi. Demak, motor kuchining bajargan ishi musbatdir. Yana bir misol. Aytaylik, tekis yo'lda etarli darajada katta tezlik bilan ketayotgan avtomobilning motori o'chirilsa yoki tormozlansa, u biror masofani o'tib to'xtaydi. Mazkur masofada unga faqat ishqalanish kuchi hamda havoning qarshilik kuchi ta'sir etadi va bu kuchlarning bajargan ishi manfiydir. Endi $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ($\cos \alpha = 0$) bo'lgan holni qaraylik. Jism aylana bo'ylab o'zgarmas burchak tezlik bilan harakatlanganda unga faqat markazga intilma kuch ta'sir etadi va kuch hamma vaqt harakat yo'nalishiga tik yo'nalgan. Bu kuchning bajargan ishi nolga teng.

Kinetik va potensial energiya. Deformatsiya energiyasi

Mexanikaviy energiyaning ikkita turi mavjud bo'lib, bu kinetik va potensial energiyalardir. **Potensial energiya** - jismlarning yoki ularning ayrim jismlarning o'zaro ta'sir energiyasi bo'lib, bu energiya ularning bir-biriga nisbatan joylashuviga

bog'liq. SHuning uchun potensial energiyaning qiymati jism (yoki tizim)ni bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o'tkazishda tashqi kuchlarning bajargan ishi bilan o'lchanadi. Ikkinchi tomondan kuch maydonida joylashgan jismlarga muayyan konservativ kuch ta'sir etadi; Mazkur kuchning belgilangan sharoitda ish bajarish qobiliyati ularning potensial energiyasining o'lchovi bo'lib xizmat qiladi. Boshqacha aytganda kuch maydonida jism muayyan potensial energiyaga ega bo'ladi.

Potensial energiya – jismlarning yoki tizim qismlarining o'zaro ta'siri bilan bog'liq energiya bo'lib, bu energiya ta'sirlashuvchi jismlar yoki tizim qismlari orasidagi masofaga bog'liqdir. SHuning uchun jismning yoki tizimning potensial energiyasi faqat uning koordinatalarining funksiyasidir va bu funksiya $E_n(x,y,z)$ tarzida ifodalanadi. Potensial energiyaga ega bo'lgan jism (tizim) o'zining dastlabki vaziyatiga qaytganda, konservativ kuchlar aynan uning potensial energiyasiga teng bo'lgan ish bajaradi. Demak, konservativ kuchlarning ishi jism yoki tizim potensial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi.

$$dA = -dE_n \quad (1.66)$$

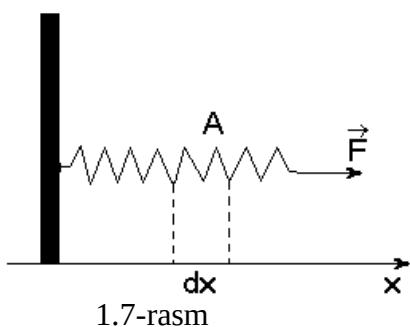
Ba'zi xususiy hollar uchun potensial energiyani qurib chiqamiz.

Cho'zilgan prujinaning potensial energiyasi.

Prujinani chuzganimizda cho'zishga qarshilik qiluvchi ichki kuchlar vujudga keladi. Bu kuchlar elastiklik kuchlari bo'lib, tabiati jihatidan ular konservativ kuchlardir. Prujinani cho'zish yoki siqish jarayonida tashqi kuchlar prujina ustida musbat ish bajaradi; konservativ kuchlar esa manfiy ish bajaradi, chunki Mazkur kuchlar cho'zishga (siqishga) qarshilik ko'rsatadi. Tashqi kuchlarning bajargan ishi hisobiga prujina potensial energiyaga ega bo'ladi va bu energiyaning qiymati aynan tashqi kuch bajargan ishga teng. Uzunligi l_0 bo'lgan prujina tashqi kuch ta'sirida l uzunlikka qadar uzaysin va bu uzayishni $l - l_0 = x$ deb belgilayliq. Qayishqoqlik chegarasigacha bu uzayish **Guq qonuni**ga bo'ysunadi.

$$F = -qx \quad (1.67)$$

Bunda q - prujinaning qayishqoqlik xususiyatlarini o'zida aks ettiruvchi koeffisient, manfiy ishora esa F kuch cho'zilish yoki siqilishga qarshi ekanligini bildiradi.



$$[k] = \frac{[F]}{[x]} ; \frac{N}{m} \text{ yoki } \frac{\partial N}{\partial m} \quad (1.68)$$

Prujinani dx elementar uzunlikka cho'zishda F kuchning bajargan ishi quyidagiga teng.

$$dA = F \cdot dx = -kx \cdot dx \quad (1.69)$$

qayishqoqliq chegarasida x uzunlikka cho'zishda F kuchning bajargan ishi quyidagicha aniqlanadi.

$$A = \int_0^x F dx = \int_0^x kx dx = \frac{kx^2}{2} \quad (1.69)$$

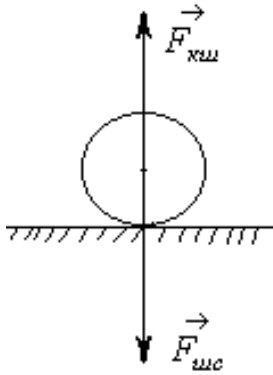
$$A = \int_{x=x_0}^x F dx = \frac{kx^2}{2} - \frac{kx_0^2}{2} \quad (1.70)$$

yoki

$$A = E_n - E_{n0} \quad (1.71)$$

Mazkur ish qayishqoqliq chegarasida x masofaga cho'zilgan (yoki siqilgan) prujinaning potentsial energiyasiga tengdir.

$$E_n = \frac{kx^2}{2} \quad (1.72)$$

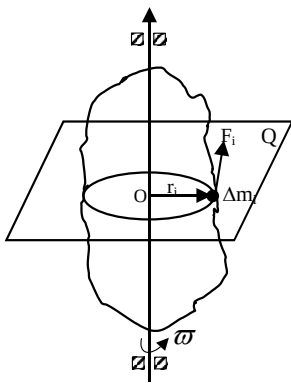


1.8-rasm

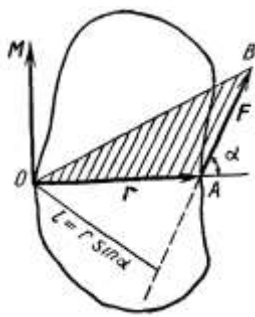
Bu esa uz navbatida deformatsiya potentsial energiyasi q ga x^2 ga proporsional ekanligini ko'rsatadi. Agar prujina siqilsa, unda cho'zilganda bajargan ishi shu A nuqtaga quyilgan jismga beriladi va uning energiyasiga aylanadi.

1.4. Mutloq qattiq jismning kinematikasi va dinamikasi

Kuch momenti va impuls momenti



1.9- rasm



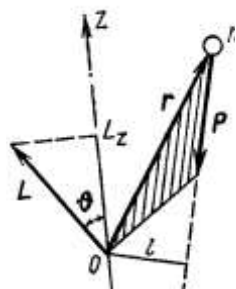
1.10- rasm

Bir-biriga nisbatan siljmaydigan moddiy nuqtalar to'plami **qattiq jism** deb yuritiladi. Tashqi kuch ta'sirida deformatsiyalanmaydigan jism **absolyut qattiq jism** deyiladi.

Ixtiyoriy shakldagi qattiq jism qo'zg'almas OZ o'q atrofida G' 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 G' kuch aylantiradi. G' kuchning ta'siri faqat uning kattaligiga bog'liq bo'lmay, u qo'yilgan A nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofa $\bar{r}$ ga ham bog'liqdir. **$\vec{F}$ aylantiruvchi kuchning kuch qo'yilgan nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofa - $\bar{r}$ -radius - vektorga ko'paytmasi aylantiruvchi kuchning momenti deb ataladi** va M harfi bilan belgilanadi:

$$\vec{M} = \vec{F} \cdot \vec{r} \quad (1.73)$$



1.11 – rasm.

M ning moduli

$$M = Fr \sin \alpha = Fl \quad (1.74)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. 1.10-rasmda, O nuqtadan tushirilgan perpendikularning uzunligi $l = r \sin \alpha$ bo'ladi va uni G' kuchning O nuqtaga nisbatan **elkasi** deb ataladi. α - G' bilan r orasidagi burchak. M ning moduli OAV uchburchak (rasmda shtrixlangan) yuzaning ikkilanganiga teng. M vektorining yo'nalishini o'ng vint qoidasi asosida aniqlanadi. O nuqtaga joylashgan o'ng vintni $\vec{r}$ dan

$\vec{F}$ ga tomon burganimizda vint ilgarilanma harakatining yo'nalishi M ning yo'nalishini ko'rsatadi.

Jismning harakat tezligi $\vec{v}$, 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:

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{p}]. \quad (1.75)$$

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

$$L = r p |\sin(\vec{r} \vec{p})| = lp \quad (1.76)$$

deb yozish mumkin.

Qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti. Shteyner teoremasi

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

$$I_{zi} = \Delta m_i r_i^2 \quad (1.77)$$

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

$$I_z = \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 \quad (1.78)$$

CI da inertsia momenti $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ (kilogramm-metr kvadrat) larda o'lchanadi. Qattiq jism uchun (1.78) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$I = \int_V r^2 dm \quad (1.79)$$

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

$$I = \rho \int_V r^2 dV \quad (1.80)$$

hosil bo'ladi.

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

Aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi

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

$$\Delta W_{ki} = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} \quad (1.81)$$

tenglama bilan ifodalanishini bilamiz. Bu erda 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 (1.81) ga qo'ysak

$$\Delta W_{ki} = \frac{\Delta m_i r_i^2}{2} \omega^2 \quad (1.82)$$

hosil qilamiz.

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

$$W_k = \sum \Delta W_{ki} = \frac{1}{2} \omega^2 \sum \Delta m_i r_i^2 \quad (1.83)$$

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

$$W_k = \frac{I_z \omega^2}{2} \quad (1.84)$$

ifoda hosil bo'ladi.

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

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

$$W_k = \frac{I_z \omega^2}{2} + \frac{m v_m^2}{2} \quad (1.85)$$

bunda v_m - massa markazi ilgarilama harakatning tezligi.

Jismning aylanma va ilgarilanma xarakatlarini kinematik va dinamik kattaliklarini solishtiramiz:

Ilgarilanma harakat		Aylanma harakat	
Fizik kattalik	belgilanishi	Fizik kattalik	belgilanishi
Yo`l	S	Burilish burchagi	φ
Ko`chish	$d\vec{r}$	Burchakli ko`chish	$d\vec{\varphi}$
Tezlik	$\vec{v}$	Burchak tezlik	$\vec{\omega}$
Tezlanish	$\vec{a}$	Burchak tezlanish	$\vec{E}$
Massa	m	Inertsia momenti	I
Kuch	$\vec{F}$	Kuch momenti	$\vec{M}$
Impuls	$\vec{P} = m\vec{v}$	Impuls momenti	$\vec{L} = I\vec{\omega}$
Kuch impulsi	$\vec{F}\Delta t$	Kuch momenti impulsi	$\vec{M}\Delta t$
Nyutonning ikkinchi qonuni	$\vec{F} = m\vec{a}$	Dinamikaning asosiy tenglamasi:	$\vec{M} = I\vec{E}$

Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni

1.9-rasmdagi aylanayotgan qattiq jismning tekshirilayotgan elementar bo`lakchasi impulsining OZ o`qqa nisbatan momenti (L_{zi}) munosabatga asoslanib hisoblanadi (1.9-rasmga qarang).

$$L_{zi} = P_i r_i = \Delta m_i r_i \omega r_i = \Delta m_i r_i^2 \omega \quad (1.86)$$

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:

$$L_z = \sum_{i=1}^n L_{zi} = \omega \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2. \quad (1.87)$$

Bunda ω =sonst bo`lganligi uchun yig`indi belgisidan tashqariga chiqarib yozdik. (1.87) bilan (1.77) ifodani birlashtirib

$$L_z = I_z \omega \quad (1.88)$$

ni hosil qilamiz.

SHunday qilib, qattiq jism impulsining qo`zg`almas aylanish o`qiga nisbatan momenti jismning shu aylanish o`qqa nisbatan inertsia momenti bilan burchak tezlik ko`paytmasiga teng ekan.

Ikkinchi tomondan $L_{zi} = [r_i R_i]$ ekanligini eslab, unda vaqt bo`yicha differentsiallash amalini bajarsak:

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{d}{dt} [r_i P_i] \quad (1.89)$$

$r = \text{const}$ bo'lganda $\frac{dP_i}{dt} = F_i$ ga teng deb olib bularni (1.89) ga qo'yamiz va yig'indiga o'tib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{dL_z}{dt} = \sum_{i=1}^n [r_i F_i] = \sum_{i=1}^n M_{z_i} \quad (1.90)$$

(1.89) va (1.90) ifodalarni solishtirsak

$$\frac{d}{dt}(I_z \omega) = M_z \quad \text{yoki} \quad M = I_z \varepsilon \quad (1.91)$$

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

(1.91) 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 inertsia momenti bilan burchak tezlanishning ko'paytmasi jismga ta'sir etayotgan kuchlarning shu o'qqa nisbatan momentlarining algebraik yig'indisiga teng.*

1.5. TEBRANMA HARAKATLAR VA TO'LQINLAR.

Garmonik tebranish va uning xarakteristikalar. Davriy ravishda takrorlanuvchi jarayonga tebranish deb ataladi. Takrorlanayotgan jarayonning fizik tabiatiga qarab tebranishlar bir necha turga ajratiladi.

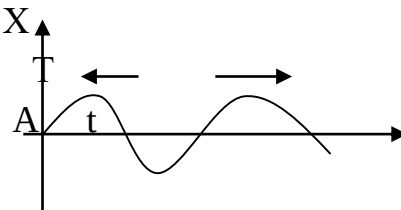
1. Mexanik tebranishlar (tebrangichlarni tebranishi, tor, ko'priklar, mashina qisimlarini tebranishi.....).
2. Elektromagnit tebranishlar (zanjirdagi o'zgaruvchan elektr tokini tebranishi, tebranish konturida elektr va magnit maydonlarni tebranishi va hokazo).
3. Elektromexanik tebranishlar (telefon membranasining tebranishi, elektrodinamik karnay (gromkogovoritel) diffo'zori va hokazo).

Bir marta turtki berilganda yoki muvozanat vaziyatidan chaqirilgandan keyin o'zicha tebranadigan tizimda yo'z beradigan tebranishlarga erkin yeoki xususiy tebranishlar deb ataladi. Masalan, ipga osilgan sharcha tebranish konturi va xakozo.

Davriy ravishda o'zgaruvchi tashqi kuch tasiri ostida bo'ladigan tebranishlar majburiy tebranishlar deb ataladi.

Eng sodda tebranish-garmonik tebranishdir, bunda tebranma harakat qilayotgan jismning

muvozanat holatga nisbatan siljishi x sinus yoki kosinus qonuni bo'yicha bo'ladi,



$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0)$$

ya'ni:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

Tebranma harakat quyidagi kattaliklar bilan xarakterlanadi:

1. Tebranish amplitudasi. A -muvozanat vaziyatdan eng katta siljishi.

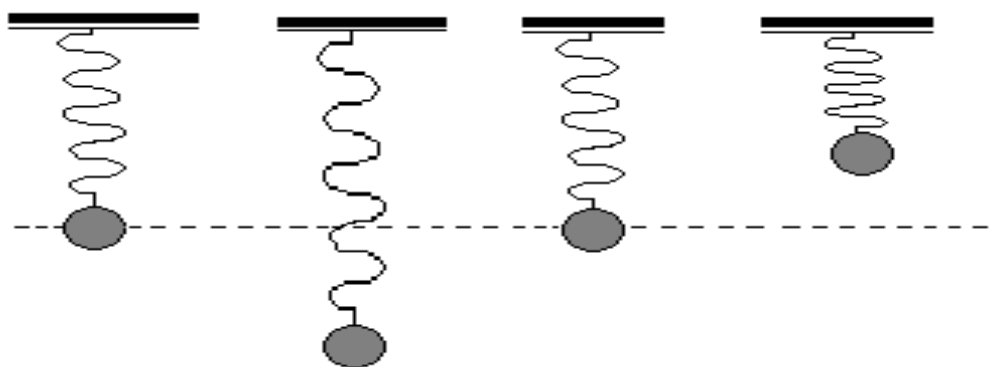
2. Tebranish davri-bir marta to'la tebranish uchun ketgan vaqt, T .

1. Tebranish chastotasi-1sek. davomidagi to'la tebranishlar soni, ν . $T = \frac{1}{\nu}$

2. Siklik chastota- 2π sek. davomidagi to'la tebranishlar soni, $\omega=2\pi\nu$

3. Tebranish fazasi $(\omega t + \varphi_0)$ tebranuvchi jismni t vaqtdagi holatini xarakterlaydi.

Garmonik tebranishning differensial tenglamasi. Bir uchi mahkamlangan, ikkinchi uchiga esa m massali yuk



Bu hol uchun jismni harakat tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$F = F_{el} \quad F = ma; \quad F_{el} = -kx$$

$$g = \frac{dx}{dt} = \dot{x}; \quad a = \frac{dg}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x}$$

u holda: $ma = -kx$ yoki $m\ddot{x} = -kx$

$$m\ddot{x} + kx = 0$$

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \quad \frac{k}{m} = \omega^2 \quad \ddot{x} + \omega^2x = 0 \quad (1.91)$$

Bu holda differensial tenglamaning umumiy yechimi:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

Demak, prujinaga osilgan yukning harakati kosinuslar qonuni bo'yicha o'zgaruvchan bo'ladi. Prujinali tebrangichning tebranish davri:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (1.92)$$

Garmonik tebranish tezligi, tezlanishi va energiyasi. Garmonik tebranayotgan m massali jimning muvozanat vaziyatidan siljishi

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$$\text{Uning tezligi: } v = \frac{dx}{dt} = A\omega \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (1.93)$$

$$\text{Tezlanish: } a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (1.94)$$

Bunday jismning kinetik energiyasi:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) \quad (1.95)$$

$$\text{ma'lumki, } \omega^2 = \frac{k}{m} \text{ yoki } k = m \cdot \omega^2$$

$$\text{u holda: } E_p = \frac{1}{2} k A^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) \quad (1.96)$$

Tebranayotgan tizimining to'liq energiyasi:

$$\begin{aligned} E &= E_k + E_p = \frac{1}{2} k A^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) + \frac{1}{2} k A^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0) \\ &= \frac{1}{2} k A^2 [\cos^2(\omega t + \varphi_0) + \sin^2(\omega t + \varphi_0)] = \frac{1}{2} k A^2 \end{aligned} \quad (1.97)$$

$$\text{Demak, } E = \frac{1}{2} k A^2 = \frac{1}{2} m \cdot \omega^2 A^2 \quad (1.98)$$

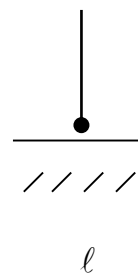
Bu formula garmonik tebranayotgan jismning to'liq energiyasini ifodalaydi.

Matematik tebrangich. Matematik tebrangich deb, vaznsiz va cho'zilmaydigan ip bilan shu ipga osilgan va bir nuqtada mujassamlangan massadan iborat ideal tizimga aytiladi.

Hisoblashlarning ko'rsatishicha matematik tebrangichning tebranish chastotasi faqat tebrangich uzunligi bilan, og'irlik kuchi tezlanishiga bog'liq bo'lib, tebrangich massasiga bog'liq emas, ya'ni:

$$\omega^2 = \frac{g}{\ell}$$

(1.99)



U holda matematik tebrangichning tebranish davri uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{\ell}{g}} \quad (1.100)$$

Fizik tebrangich. Inersiya markazi bilan ustma-ust tushmaydigan qo'zg'almas nuqta atrofida tebranish xususiyatiga ega bo'lgan qattiq jism fizik tebrangich deb ataladi.

Tebranishlarning chastotasi tebrangichning massasiga, tebrangich aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentiga va tebrangichning aylanish o'qi bilan inersiya markazi orasidagi masofaga proporsional bo'ladi, ya'ni:

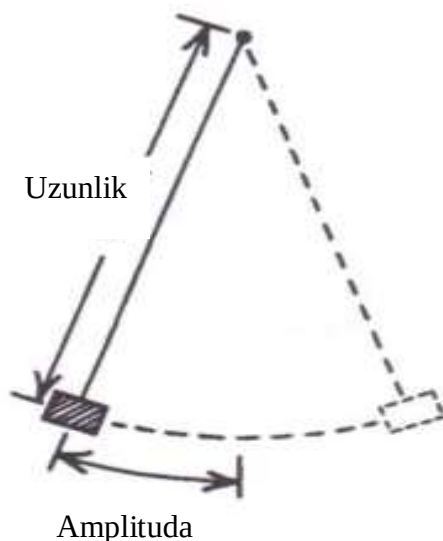
$$\omega^2 = \frac{mg\ell}{I} \quad (1.101)$$

U holda, fizik tebrangichning tebranish davri:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mg\ell}} \quad (1.102)$$

Mayatnik davri

Mayatniklarning bir necha hil turlari mavjud. Bir uchiga brusok osilgan ip yoki rezina ilingan arqon shular jumlasidandir. Biz hozir faqatgina "oddiy mayatnik" haqida muxokama qilamiz.



Oddiy mayatnik – bu ip va unga osilgan jism (mayatnik sharchasi) dan iborat. Mayatnik sharchasi o'zi osilgan ipning uzunligiga nisbatan juda kichik, shu bilan birga ip massasi sharcha massasiga nisbatan e'tiborga olmasa ham bo'ladigan darajada kichik bo'lishi zarur. Mayatnikning tebranish davri osilgan jismning bir marta to'liq tebranishi uchun ketgan vaqt hisoblanadi. Misol uchun, qadimiy mayatnikli soatlarning tebranish davri 2 sekundga teng. Tebranish davrining yuqori aniqlik darajasi faqatgina mayatnik uzunligiga bog'liq, tebranish burchagiga bog'liq emas. (Bu faqatgina tebranish burchagi 5-6 darajadan oshmagan hollarda o'rinli. Tebranish burchagi – amplituda ortishi bilan tebranish davri ham ortadi, lekin tebranish burchagi katta qiymatga erishmaguncha tebranish davri ortishini o'lchash deyarli imkonsiz.) Mayatnik uzunligi qanchalik o'zun bo'lsa, tebranish davri ham shunchalik katta bo'ladi.

- Agar ikki mayatnik uzunliklari teng, ammo ulardan biriga 2 kg, ikkinchisiga esa 1kg li jism osilgan bo'lsa, qaysi bir mayatnikning tebranish davri kattaroq bo'ladi? _____
- Birinchi mayatnik 2m uzunlikka va unga 10 kg li jism osilgan. Boshqa bir mayatnik esa 4m uzunlikka ega va unga 5kg yuk osilgan. Mayatniklarning qaysi biri kattaroq davrga ega bo'ladi?
- Agar mayatnik tebranish davri 1s ga teng bo'lsa, ikki eng chetki nuqtalarning biridan ikkinchisiga qancha vaqtda yetib boradi?

Javoblar: (a) bir xil; (b) 4 metr uzunlikdagisi (c) ½ sekund.

Uzunlik va davr orasidagi bog'liqlik

Oddir mayatnik davri quyidagi tenglik yordamida aniqlanadi:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

Bu yerda: T -davr, l -mayatnik uzunligi (mayatnikning yuqoriga pastga harakatlanib turuvchi qismi markazidan o'lchangan) va g - gravitatsion tezlanish (yer yuzasida $9,8 \text{ m/s}^2$ yoki 32 ft/s^2 ga yaqin, 1 bob, 3-7 qismlarga qarang).

- Agar ikki mayatnik uzunliklari teng, ammo ulardan biriga 2 kg, ikkinchisiga esa 1kg li jism osilgan bo'lsa, qaysi bir mayatnikning tebranish davri kattaroq bo'ladi? _____
- Birinchi mayatnik 2m uzunlikka va unga 10 kg li jism osilgan. Boshqa bir mayatnik esa 4m uzunlikka ega va unga 5kg yuk osilgan. Mayatniklarning qaysi biri kattaroq davrga ega bo'ladi? _____

Javoblar:

- 4 marta (uzunlikning kvadrat ildiziga bog'liq bo'lgan davr)
- 0,25 m yoki 0,81 fut

$$t^2 = 4\pi^2 \frac{l}{g}$$

Yechimi:

$$l = \frac{t^2 g}{4\pi^2} = 0,25 \text{ m}$$

(uzunlik sifatida 0,81 fut gravitatsion maydon tezlanishi uchun 32 ft/s² dan foydalanib)

Chastota. Mayatnikning (yoki har qanday takrorlanuvchi harakatning) tebranish chastotasi birlik vaqt ichida tebranishlar soniga teng. Mayatnikli soatning 2 sekundli tebranish davri, sekundiga $\frac{1}{2}$ marta tebranishiga muvofiq sodir bo'ladi. Davr va chastota o'rtasidagi oddiy bog'lanish quyida ko'rsatilgan:

$$f = \frac{1}{T}$$

Bu yerda f chastota va T davr (davr vaqt sifatida qisqartirilgan).

a) 1 soniya tebranish davrli mayatnikning tebranish chastotasi qanchaga teng?

b) $\frac{1}{3}$ soniya tebranish davriga ega mayatnikning tebranish chastotasi qanchaga teng? _____

c) Soniyasiga 2 marta tebranadigan mayatnik chastotasi qanchaga teng?

d) Qaysi bir mayatnik kattaroq chastotaga ega? 1m uzunlikdakisimi yoki 3m uzunlikdakisimi? _____

Javoblar: (a) 1 aylanish/sekund (60 aylanish/sekund); (b) 3 aylanish/sekund; (c) $\frac{1}{2}$ sekund; (d) 1 fut (chunki u kichik davrga ega)

So'nuvchi va majburiy tebranishlar. Bir xil chastotali va bir xil yo'nalgan garmonik tebranishlarni qo'shish. Yo'nalishi va chastotalari bir xil bo'lgan, boshlang'ich fazasi va amplitudasi bilan farq qiluvchi ikkita

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2).$$

garmonik tebranishlarning qo'shilishini ko'rib chiqaylik, bunda, φ_1 va φ_2 – boshlang'ich faza. Qo'shishni vektor diagramma yordamida bajaramiz.

$$\text{Parallelogramm qoidasiga asosan} \quad A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{BD}{OD} = \frac{BC + CD}{OE + ED} = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$$

Natijaviy tebranish tenglamasi: $X = X_1 + X_2 = A \cos(\omega t + \varphi)$

Bunda quyidagi hollar mavjud bo'lishi mumkin.

1) Fazalar farqi π ning juft sonlariga teng bo'lsa, ya'ni $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \cdot n$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 = (A_1 + A_2)^2$$

bunda natijaviy amplituda A kuchayadi.

2) Fazalar farqi π ning to sonlariga teng bo'lsa, ya'ni

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi \text{ bo'lsa, } A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 = (A_1 - A_2)^2$$

Bunda natijaviy amplituda A susayadi.

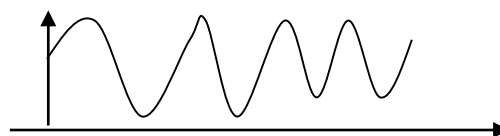
3) Agar, $\varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi$ bo'lib, $A_1 = A_2$ bo'lsa, $A=0$ bo'lib, amplituda so'nadi.

Tepkili tebranish. Bir yo'nalishda sodir bo'layotgan chastotalari bir-biridan kam farq qiladigan (biriniki ω_1 , ikkinchisidiki $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$ bo'lgan) amplitudalari esa teng bo'lgan ($A_1 = A_2$) garmonik tebranishlarning qo'shilishi tufayli vujudga keladigan natijaviy tebranish garmonik tebranish bo'lmay, qandaydir murakkab tebranish bo'ladi.

Bunday natijaviy tebranish amplitudasi $A=2A$ dan $A=0$ gacha o'zgaradi va davriy ravishda takrorlanib turadi. Bu tebranish amplitudasi tebranayotgan nuqtaga davriy ravishda tepki berib turilganidek o'zgaryapti. Shuning uchun uni tepkili tebranish deb ataladi. Tepkili tebranish amplitudasi:

$A=2A_1 \cos \frac{\Delta\omega}{2} t$ qonuniyat bilan o'zgaradi:

Bu tebranish fazalar farqi 0 dan 2π gacha o'zgaradi.



So'nuvchi tebranishlar. Real sharoitlarda. Tebranuvchi moddiy nuqtaning mexanik energiyasi o'zluksiz ravishda kamayib boradi, ya'na tebranish so'nuvchi xarakterga ega bo'ladi.

So'nuvchi tebranishni xarakterlaydigan tenglamada, qarshilik kuchini ham e'tiborga olish kerak. Ma'lumki, qarshilik kuchi tezlikka proporsional:

$$F = -rv = -r \frac{dx}{dt} = -r\dot{x}$$

r -qarshilik koeffitsiyenti. U holda, so'nuvchi tebranishni xarakterlaydigan tenglama:

$$m\ddot{x} = -k\dot{x} - r\dot{x}$$

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

yoki, $\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$

bunda, $2\beta = \frac{r}{m}$; $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$, β -so'nish koeffitsiyenti.

Bu tenglamaning yechimi $x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$

Bunda $\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ bo'lib so'nuvchi, tebranish chastotasi $\omega_0 > \beta$ $\beta = \frac{r}{2m} = 0$

bo'lgandagina, $\omega_s = \omega_0$ bo'ladi.

So'nuvchi tebranish davri xususiy tebranish davridan katta, $T_s > T_0$

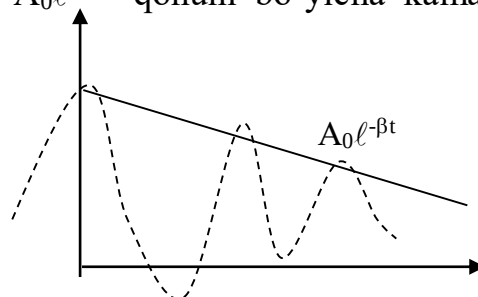
$$T_c = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad T_c = \frac{2\pi}{\omega_c}$$

So'nuvchi tebranishlarning amplitudasi $A=A_0\ell^{-\beta t}$ qonuni bo'yicha kamayib boradi.

Ikki ketma-ket amplitudalar nisbati, ya'ni:

$$\frac{A_{n+1}}{A_n} = \frac{A_0 \ell^{-(n+1)\beta T_c}}{A_0 \ell^{-n\beta T_c}} = \ell^{-\beta T_c}$$

so'nish dekrementi deyiladi.



Ikki ketma-ket amplitudalar nisbati natural logarifmining moduli esa so'nishning logarifmik dekrkmenti deb ataladi.

$$\delta = \left| \ell_n \frac{A_{n+1}}{A_n} \right| = \beta T_c = \frac{r}{2m} T_c$$

Majburiy tebranish. Rezonans. So'nmaydigan tebranishlarni hosil qilish uchun tizimga qo'shimcha tashqi o'zgaruvchan kuch tasir etib turishi lozim. Davriy ravishda garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchi bu

$$F=F_0 \cos \omega t \quad (1)$$

kuchni majbur etuvchi kuch deb ataladi.

F_0 -majbur etuvchi kuch amplitudasi. Dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan, moddiy nuqtaning bunday holdagi harakat tenglamasi

$$m\ddot{x} = -r\dot{x} - kx + F_0 \cos \omega t$$

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = F_0 \cos \omega t \quad (1.103)$$

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x + \frac{F_0}{m} \cos \omega t = 0$$

Bu tenglamaning xususiy yechimi majburiy tebranishlarni ifodalaydi va quyidagi ko'rinishda bo'ladi

$$X=A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (3)$$

$$\text{bunda: } A = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta\omega^2}} \quad (1.104)$$

φ -majbur etuvchi kuch va majburiy tebranish fazalarining farqi.

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (1.105)$$

Hisoblashlarning ko'rsatishicha ω ning biror orqali 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. Bunday holatdagi chastota rezonans chastotasi deyiladi.

$$\omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (1.106)$$

Rezonans chastotasining bu qiymatini (1.95) ga qo'yib rezonans amplitudasini

topamiz:
$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$$

Nazorat uchun savollar

1. Fizikaning boshqa fanlar bilan aloqasi.
2. O'lchov birliklari.
3. Sanoq sistemasi. Moddiy nuqta kinematikasi.
4. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli, egri chiziqli va aylana bo'ylab harakati.
5. Tabiat kuchlari va ularning turlari.
6. Nyutonning qonunlari. Massa va kuch
7. Noinertsial sanoq sistemalari. Inertsiya kuchlari.
8. Elastiklik kuchlari.
9. Ishqalanish kuchlari.
10. Butun olam tortishish qonuni.
11. Kuch impulsi deb nimaga aytiladi?
12. Impuls so'zining ma'nosi?
13. Jism impulsi deb nimaga aytiladi?
14. Impulsning saqlanish qonuniga doir misollar keltiring.
15. Konservativ va nokonservativ kuchlar bir-biridan qanday farq qiladi?
16. Konservativ va nokonservativ kuchlarning bajargan ishi nimalarga bog'liq?
17. Energiya turlarini ayting.
18. Potensial energiya deb nimaga aytiladi?
19. Deformatsiya energiyasi nimaga teng va uni keltirib chiqaring.
20. Kuch momenti va impuls momenti.
21. Qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsiya momenti. SHteyner teoremasi.
22. Aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi.
23. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni.
24. Mexanik tebranishlar.
25. Garmonik tebranish va uni xarakterlovchi kattaliklar.
26. Prujinali tebrangich. Garmonik tebranishni differensial tenglamasi.
27. Garmonik tebranayotgan jism tezligi, tezlanishi va energiyasi.
28. Matematik tebrangich. Tebranish davri.
29. Fizik tebrangich. Tebranish davri.
30. Bir xil chastotali va bir xil yo'nalgan garmonik tebranishlarni qo'shish.
31. Tepkili tebranish va uni amplitudasi.

- 32. Soʻnuvchi tebranishlar differensial tenglamasi va uni yechimi.
- 33. Soʻnuvchi tebranishda soʻnish dekrementi.
- 34. Majburiy tebranish differensial tenglamasi va uni yechimi.

II bob. MOLEKULAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA

2.1.MOLEKULAR FIZIKA ASOSLARI

Molekulyar-kinetik va termodinamik usul. Molekulyar fizika va termodinamika jismlardagi mikrosko'pik jarayonlarni ya'ni jismlar tarkibidagi ko'p miqdordagi atomlar va molekulalar bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni o'rganadi. Bu jarayonlarni o'rganishda turli sifatli, lekin bir-birini o'zaro to'ldiradigan ikki usul qo'llaniladi.

1. Statistik (molekulyar-kinetik) usul.
2. Termodinamik usul.

Modda tuzilishini va uni xossalarini molekulyar-kinetik tasavvurlar asosida, ya'ni molekulalar hamma vaqt betartib harakat holatida bo'lishlari va molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjudligi asosida tushuntiruvchi fizikaning bo'limiga **molekulyar fizika** deyiladi.



Tizimni tashkil etuvchi juda ko'p sonli zarralarning ularning dinamik nuqtai nazardan xarakterlovchi fizik kattaliklar yordamida tizim xususiyatlarini o'rganish usuli **statistik yoki molekulyar kinetik** usul deyiladi. Tizimning fizik xususiyatlarini **termodinamik usul** bilan o'rganadigan fizikaning bo'limi **termodinamika** deb ataladi. Energiyani bir- turdan boshqa turga o'tishi va energiya hisobiga ish bajarish bilan bog'liq bo'lgan texnik muammolarning juda katta qismi termodinamik nuqtai nazardan tekshirib hal qilinishi mumkin.

Fizika hodisalarni o'rganishda bir yo'la ham statistik va ham termodinamik usullardan foydalanish natijasida olingan ma'lumotlar bir- birini to'ldiradi. Chunki termodinamik usul orqali hodisani o'rganishda tizimning tuzilishi va uni tashkil etuvchi zarralarning harakatlanish qonunlari hisobiga olinmaydi. Statistik usul esa ko'zatilayotgan hodisani tushunishga va bu hodisaning tizimdagi zarralarning qanday xususiyatlariga bog'liq ekanligini aniqlashga yordam beradi.

Muvozanatli jarayonlar va ularni termodinamik diagrammada tasvirlash. Har qanday bir jinsli jismning holatini xarakterlovchi parametrlar ma'lum qonuniyat bo'yicha o'zaro bog'langan bo'ladi. Ulardan birining o'zgarishi boshqa parametrlarni o'zgarishga olib keladi. Masalan aniq massaga ega bo'lgan gazning muvozanatli holati P - bosim, V - hajm va T -haroratdan iborat **parametrlar** orqali to'la ravishda ifodalanadi.

Farengeyt harorat shkalasi. Farengeyt harorat shkalasi ikki nuqta asosida aniqlanadi: toza suvning mo'zlash nuqtasi 32°F va suvning qaynash nuqtasi 212°F .

- Toza suvning mo'zlash va qaynash nuqtalari orasida qancha Farengeyt darajalari* mavjud? _____
- 0°F haroratdagi suv qanday holatda bo'ladi? _____

Javoblar: (a) 180; (b) mo'z holatida (harorat mo'zlash nuqtasidan 32 gradus past)

Selsiy shkalasi. Selsiy shkalasi garchi Farengeyt shkalasidek taxminiy aniqlansada, u ham harorat o'lchovining bir turi. Aynan shu shkala dunyo tizimi shkalasi hisoblanadi. U ikki asosiy nuqta, suvning mo'zlash nuqtasi 0°C va qaynash nuqtasi 100°C dan iborat.

- Suvning mo'zlash va qaynash haroratlari orasida qancha Selsiy darajalari mavjud? _____
- Yuqoridagi savolga javobingizni taqqoslang. Qaysi biri kattaroq? Farengeyt darajasi yoki Selsiy? _____

Javoblar: (a) 100; (b) Selsiy darajasi

Selsiy darajasi, Farengeyt darajasidan $\frac{180}{100}$ yoki marta katta. Bu shkala qiymatlarini biridan ikkinchisiga aylantirayotganda, ularning mo'zlash nuqtalari joylashuvi 32 Farengeyt darajasiga farq qilishini e'tiborga olish zarur. $^{\circ}\text{F}$ shkalasidan $^{\circ}\text{C}$ shkalasiga o'tish uchun quyidagi tenglikdan foydalanishingiz mumkin:

$$^{\circ}\text{C} = (^{\circ}\text{F} - 32)$$

$^{\circ}\text{C}$ shkalasidan $^{\circ}\text{F}$ shkalasiga o'tish uchun esa:

$$^{\circ}\text{F} = \left(^{\circ}\text{C} \cdot \frac{9}{5}\right) + 32$$

- 77°F Selsiy shkalasida qanchaga teng? _____
- 35°C Farengeyt shkalasida qanchaga teng? _____
- -40°C Farengeyt shkalasida qanchaga teng? _____

Javoblar: (a) 25C yechish: $(77 - 32) \cdot \frac{5}{9} = 45 \cdot \frac{5}{9} = 25$;

(b) 95F yechish: $\left(35 \cdot \frac{9}{5}\right) + 32 = 63 + 32 = 95$; (c) -40F.

Yechish: $\left(-40 \cdot \frac{9}{5}\right) + 32 = -40$ (faqatgina shu yerda Farengeyt va Selsiy darajalari tenglashadi)

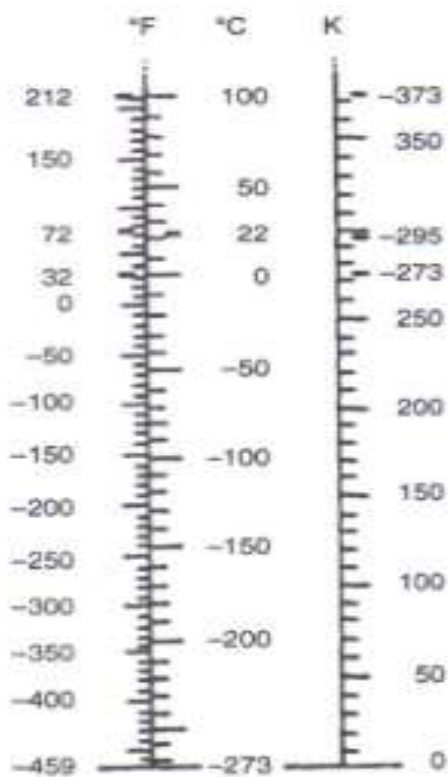
Kelvin shkalasi. Ma'lumki, mumkin bo'lgan eng sovuq harorat bu $-273,15^{\circ}\text{C}$. Biz bu nuqtaga oxirgi shkalamizning nol nuqtasini joylashtiramiz. Shuningdek uning boshqa nuqtalariga tarif berishning zarurati yoq, u shunchaki Selsiy shkalasining bir ko'rinishi kabi. Shunday ekan, suvning mo'zlash harorati Kelvin shkalasi bo'yicha $-273,15\text{ K}$. (Bu shkalada daraja belgisi mavjud emas; 290 K bu 290 Kelvin o'qiladi).

Kelvin va Selsiy shkalalarini biridan ikkinchisiga aylantirish juda oson: Selsiy shkalasiga faqatgina $273,15$ qo'shilishi kifoya.

- Kelvin shkalasi bo'yicha suvning qaynash harorati qanchaga teng? _____
- 95°F Kelvin shkalasida qanchaga teng? _____
- 500 K Selsiy shkalasida qanchaga teng? _____

Javoblar: (a) $373,15\text{ K}$; (b) $308,15\text{ K}$ (birinchi $^{\circ}\text{C}$ ga aylantirib oling: 35°C); (c) $226,85\text{C}$

Kelvin shkalasi qolgan ikki shkala kabi asossiz emas, chunki u tabiatda mumkin bo'lgan eng sovuq harorat nuqtasidan boshlab o'lchanadi. Kelvin shkalasidan, ilmiy terminlardan tashqarida kamdan kam foydalaniladi. Quyidagi rasmda bu uch harorat o'lchash shkalalari tasvirlangan:



Rasmdan foydalanib quyidagilarni aniqlang:

- 32°F Selsiy shkalasida qanchaga teng? Kelvin shkalasidachi? _____
- 22°C harorat Farengeyt shkalasida qanchaga teng? _____
- Farengeyt shkalasi bo'yicha mumkin bo'lgan eng sovuq harorat qancha? _____

Javoblar: (a) 0°C , 273K ; (b) 72°F – qulay harorat; (c) -459°F

Termometrlar. Ko'plab jismlar harorat ortishi bilan kengayadi. Binolar qurishda ham g'shtlarning issiq kunda kengayishi hisobga olinib tirqishlar qoldiriladi. (bu tirqishlar yumshoq tirqish to'ldiruvchilar bilan to'ldiriladi.) Nima sababdan turli materiallar bir xil haroratda turlicha kengayishi, hammaga ham ma'lum emas. Lekin bu dalil, simob termometrlarida haroratni o'lchash imkonini beradi.

Rasmda, termometr materialining harorati ko'tarilganda nima sodir bo'lishi ko'rsatilgan. Simob va shisha bir vaqtda kengayadi, ammo, simob shishaga nisbatan ancha ko'proq kengayadi. Agar simob issiqlik ta'sirida kengaytirilsa, u ustun bo'ylab yuqoriga ko'tariladi. Ustun bo'ylab joylashgan belgilar esa haroratni ko'rsatadi.

- Agar shisha va simob shisha simobga nisbatan ko'proq kengayganda, bu ustundagi simob darajasiga qanday ta'sir ko'rsatardi? _____
- Harorat pasaysa simob torayadi, haroratning yanada pasayishi shishaning ham torayishiga olib keladi. Bu holatda ustundagi simob holati qanday o'zgaradi? _____

Javoblar: (a) U pasayib ketardi; (b) U pasayadi

Quyidagi rasmda ikki turli metallarning birgalikda "2 metalli lenta" shakliga keltirilganligi ko'rsatilgan. Tasavvur qiling, bu metallar qizdirilganda, yuqoridagi metal pastdasisiga nisbatan ko'proq kengayadi va bu "lenta" 2-rasmda ko'rsatilgani kabi egiladi. Bunday turdagi "ikki metalli lentalar" pechlarning devor markazi termometrlarining termostatlariga o'rnatiladi.



- Agar yuqoridagi metallar issiqlik ta'sirida bir xil kengayganda, nima sodir bo'ladi? _____



- Agar metallar qizdirilganda, pastdagi metal yuqoridasisiga nisbatan ko'proq kengaysa, lenta bo'qilishi qanday bo'ladi? _____

Javoblar: (a) lenta egilmaydi; (b) lenta yuqoriga qarab qayriladi – pastdagi metal qayrilishi yuqoriga bo'ladi.

Ko'plab materiallarning kengayish miqdori harorat ko'tarilishiga deyarli proporsional bo'ladi. Misol uchun, agar temir sim harorati 15 °C ga ko'tarilganda u 1 mm ga o'zaysa, 30 °C ga ko'tarilganda esa 2 mm ga o'zayadi. Harorat o'zgarishi natijasida kengayishni hisoblash quyidagi tenglamadan foydalaniladi:

$$\Delta l = \alpha \cdot l \cdot \Delta T$$

Bu yerda, Δl – uzunlik o'zgarishi, ΔT – harorat o'zgarishi, α – chiziqli kengayish termik koeffitsienti va u material turiga bog'liq. 2.1-jadvalda keng tarqalgan materiallarning kengayish koeffitsientlari keltirilgan:

2.1-Jadval

Material	α (har $^{\circ}\text{C}$ da)
Alyumin	0,000025
Jez	0,000018
Shisha	0,000003
Temir	0,000011

Yuqoridagi tenglama o'ng tomonidagi α kattalik bu jismning dastlabki uzunligi.

15 metr uzunlikdagi rels temiri, harorat -5°C dan 25°C ga o'zgarganda uning qanchaga kengayishini hisoblang.

- Yuqoridagi masalada harorat Selsiy shkalasi bo'yicha qanchaga o'zgardi?__
- Temir rels qanchaga kengayadi?_____
- Bu kengayishni mm da ifodalang._____

Javoblar: (a) 30°C ; b) 0,00495 m.

$$\Delta l = \left(\frac{0,000011}{^{\circ}\text{C}} \right) \cdot 15\text{m} \cdot 30^{\circ}\text{C} = 0,00495$$

Yechish:

c) 4,95 mm

9. Endi esa, sizda 3 fut uzunlikdagi misdan yasalgan haykal bor. Agar u xona haroratida (20°C) turgan bo'lsa va uning ustidan qaynab turgan suv quyilsa, uning balandligi qanchaga ortadi?

Tenglamani qiymatlar bilan to'ldiring.

$$\Delta l = \alpha \cdot l \cdot \Delta T$$

$$\Delta l = 0,000018 \cdot 3 \cdot 80 = 0,00432 \text{ fut}$$

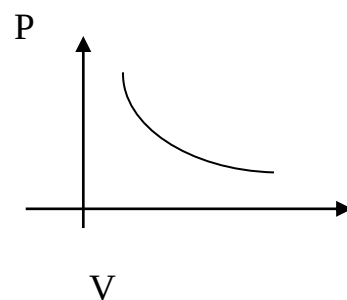
Yuqorida qayd qilingan parametrlardan bittasi o'zgarmas bo'lganda qolgan ikkitasi orasidagi bog'lanishni ifodalaydigan jarayonlar **izojarayonlar** (izo-teng, bir hil) deyiladi. Bular quyidagi qonunlarda o'z aksini topgan:

1. Boyle- Mariott qonuni. Harorat o'zgarmaganda berilgan gaz massasi uchun gazning bosimi uning hajmiga teskari proporsional ravishda o'zgaradi, ya'ni $T=\text{const}$, $m=\text{const}$ bo'lsa

$$PV = \text{const} \quad (2.1)$$

Bu izotermik jarayon bo'lib, uni diagrammada (2.1-rasm) egri chiziq (giperbola) bilan tasvirlash mumkin. Bu egri chiziq **izoterma** deb ataladi.

2. Gey-Lyussak qonuni. Bosim o'zgarmas bo'lganda berilgan gaz massasining hajmi haroratiga qarab



2.1-rasm

chiziqli ravishda o'zgaradi, ya'ni, $m = \text{const}$, $P = \text{const}$ bo'lsa $V = V_0(1 + \alpha t)$ (2.2)

Bunda yo'z beradigan jarayon **izobarik jarayon** deb ataladi va diagrammada to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi (2-rasm). Bu to'g'ri chiziq **izobara** deb ataladi.

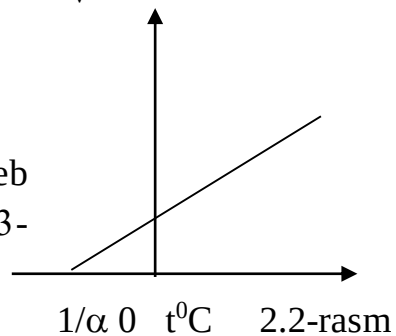
3. Sharl qonuni. Xajm o'zgarmas bo'lganda berilgan gaz massasining bosimi

haroratga qarab chiziqli ravishda o'zgaradi, ya'ni $m = \text{const}$, $V = \text{const}$ bo'lsa

$$P = P_0(1 + \alpha t) \quad (2.3)$$

Bunday holda yo'z beradigan jarayon **izoxorik jarayon** deb ataladi va diagrammada to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi (3-rasm). Bu to'g'ri chiziq **izoxora** deb ataladi.

Absolyut harorat bilan Selsiy shkalasi bo'yicha hisoblangan harorat o'rtasida quyidagi munosabat o'rinli



$$T = t_0 + 1/\alpha = t_0 + 273,15$$

bunda $t^0 = T - 1/\alpha$ (2.4)

(2.2) va (2.3) tenglamalarda selsiy haroratida absolyut haroratga o'tamiz

$$V = V_0(1 + \alpha t^0) = V_0[1 + \alpha(T - 1/\alpha)] = \alpha V_0 T \quad (2.5)$$

$$\text{va } P = P_0(1 + \alpha t^0) = P_0(1 + \alpha(T - 1/\alpha)) = \alpha P_0 T \quad (2.6)$$

Bu tenglamalardan quyidagilar kelib chiqadi.

$$V_1/V_2 = T_1/T_2 \quad (P = \text{const}) \quad (2.7)$$

$$P_1/P_2 = T_1/T_2 \quad (V = \text{const}) \quad (2.8)$$

(2.1), (2.7), (2.8) tenglamalarga aniq bo'ysunadigan gaz **ideal gaz** deyiladi.

Gazni tashkil etuvchi molekulalarning xususiy hajmlarini e'tiborga olmaslik va molekulalar orasidagi masofadan qat'iy nazar molekulalar o'zaro mutloq ta'sirlashmaydi deb hisoblanadigan **ideal gaz** deb ataladi.

Boyl-Moriart va Sharl tenglamalarini birlashtirib ideal gaz holatini tenglamasini topish mumkin.

$$PV = m RT/M \quad (2.9)$$

bunda M -gazning molyar massasi.

(2.9) ifoda m massali ideal gazning holat tenglamasi bo'lib uni oddatda **Mendeleev-Klapeyron tenglamasi** deb ham ataladi.

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi. Ideal gaz quyidagi shartlarga bo'ysunadi:

1. Gaz elastik shartlarga o'xshagan va tartibsiz harakatlanuvchi molekulalardan iborat.
2. Molekulalar orasidagi kuchlar faqat ular bir-biriga urilgandagina ta'sir qiladi.
3. Molekulalarning o'lchamlari molekulalar orasidagi o'rtacha masofaga nisbatan nazarga olmasa bo'ladigan darajada kichik.

Tartibsiz harakatlanayotgan gaz molekulalari idish devoriga ma'lum kuch bilan uriladi. Birlik yuzaga kelib urilgan molekulalarning ta'sir kuchlari yig'indisi bosimni hosil qiladi. Bu bosimni ifodalovchi tenglamaga gazlar **kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi** deyiladi.

Bu tenglamani keltirib chiqarish uchun qirralari Δl bo'lgan kub shaklidagi idishi olamiz. Uning ichida bir hil m massali n ta molekula joylashgan bo'lsin. Molekulalar faqat o'zaro perpendikulyar 3 ta yo'nalishda harakatlanadi deb faraz qilamiz. Idishning yuzalari va bosim hamma yerda bir hil bo'lgani uchun yuzalarga tomon yo'nalgan molekulalarning soni bir hil bo'lib n ga teng. Har qaysi qarama-qarshi devorlarga tomon yo'nalgan molekulalar soni $n_1 = 1/3 n$. Molekula 9 tezlik bilan devorga tik yo'nalgan bo'lsa, devorga urilgandan so'ng uning impulsini o'zgarishi $m_9 - (-m_9) = 2m_9$

Ma'lumki impulsni o'zgarishi kuch impulsiga teng.

$$f \Delta t = 2 m_9 \quad (2.10)$$

bunda f- molekulani devorga ta'sir kuchi.

Avogadro soni. Vodorod atom massasi 12. Shunday qilib, bir uglerod atomi bitta vodorod atomining 12 marta katta massaga ega uglerod atom massasi teng hisoblanadi.

359 uglerod atomlari va ko'p vodorod atomlaridan 12 marta ko'p massasi jami massaga ega. raqam "359" da, maxsus emas; Men faqat tasodifan uni oldim.. Aslida, $6,02 \cdot 10^{23}$ uglerod atomlari vodorod atomlaridan massasi 12 marta ko'p. Bu ko'p vodorod atomlari 1 gramm massaga ega, chunki so'nggi soni $6,02 \cdot 10^{23}$ maxsus hisoblanadi. Bundan $6,02 \cdot 10^{23}$ uglerod atomlari, 12 g massaga ega. Kislorod atom massasi 16, demak, $6,02 \cdot 10^{23}$ ta kislorod atomlari 16 gramm massaga ega. Bu raqam atomlar Avogadro soni deb ataladi, va atomlar sonini ega element moddaning 1 mol deyiladi. Har qanday moddaning molekulasi materiyaning asosiy zarrachalar Avogadro soni o'z ichiga olgan moddaning miqdori sifatida belgilangan.

Davriy jadvalda xlor atomi og'irligini qarang.

a) bir mol xlor qancha grammni o'z ichiga oladi? _____

b) 1 mol xlorda qancha xlor atomlari bo'ladi? _____

Javoblar: (a) 35,5; (b) $6,02 \cdot 10^{-23}$

Endi biz atomlardan molekullarga o'tamiz. Suv bir molekulasida bir vodorod atomining 18 marta og'irligi, u ikki vodorod atomi va bir kislorod atomidan iborat. Kislorod, shuning uchun 18 gramm bo'lgan suv 16 mol atom massasini o'z ichiga olgan.

a) Davriy jadvalining foydalanib, sulfat kislota (H_2SO_4) bir mol massasi hisoblang?

b) 1 mol sulfat kislota qancha molekullar sonini o'z ichiga oladi? _____

Javoblar: (a) 98,1 g; (b) $6.02 \cdot 10^{23}$

Endi bir necha muammolarni ko'rib chiqamiz.

a) 44 gramm CO_2 (karbonat angidrid) da qancha molekula bor? _____

b) 11 gramm CO_2 da qancha molekullar bo'ladi? _____

c) CO_2 ning bitta molekulasida (gramm) massasi nimaga teng? (Maslahat: 44 g bor $6,02 \cdot 10^{23}$ molekullar). _____

Javoblar: (a) $6,02 \cdot 10^{23}$; (b) $1,51 \cdot 10^{23}$ ($11/44 = 1/4$ sifatida $1/4$ mol bor); (c) $7,31 \cdot 10^{-23}$ g.

Echimi: $\frac{44 \text{ g}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ molekula}} = 7,31 \cdot 10^{-23} \text{ g / molekula}$

Hisoblashlar gaz bosimi uchun quyidagi ifoda o'rinli ekanligini ko'rsatadi.

$P = \frac{2}{3} n_0 \bar{W}_k$ (3) bunda $\frac{n}{\Delta V} = n_0$ -hajm birligidagi molekullar soni

$\frac{m \bar{v}^2}{2} = \bar{W}_k$ - molekullarning o'rtacha kinetik energiyasi

gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasidir. Demak tartibsiz harakatdagi gaz molekullarning bosimi hajm birligidagi molekulaning soniga va uning o'rtacha kinetik energiyasiga bog'liq ekan.

Statistik taqsimotlar. Molekullarning o'rtacha kinetik energiyasi.

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi $P = \frac{2}{3} n_0 \bar{W}_k$ ni ikki tomoniga bir mol gaz hajmi V_0 ga ko'paytiramiz u holda

$$PV_0 = \frac{2}{3} n_0 V_0 \bar{W}_k$$

ikkinchi tomonidan, $PV_0 = RT$ va $n_0 V_0 = N_A$, bunda N_A - Avagadro soni bo'lib, 1 mol gazdagi molekullar sonini bildiradi $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, u holda $RT = \frac{2}{3} N_A \bar{W}_k$ bundan molekullarning o'rtacha kinetik energiyasi.

$$\bar{W}_k = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T \quad \text{bunda, } \frac{R}{N_A} = k \quad \text{Bolsman doimiysi bo'lib}$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \quad \text{u holda} \quad \bar{W}_k = \frac{3}{2} kT \quad (2.11)$$

Bu gaz molekulasini ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi bo'lib u gazning absolyut haroratigagina bog'liq ekan. Yuqoridagi formulalarga asosan quyidagicha yozamiz.

$$P = \frac{2}{3} n_0 \frac{3}{2} kT = n_0 kT \quad \text{ya'ni } p = n_0 kT \quad (2.12)$$

bundan $n_0 = p/kT$

Bir hil bosim va haroratda har qanday gazning hajm birligidagi molekular soni bir xil bo'ladi. Normal sharoitda ($p = 10^5 \text{ N/m}^2$, $T = 273^\circ \text{ K}$) 1 m^3 gazdagi molekular soni

$$n_0 = \frac{10^5}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 273} = 2,69 \cdot 10^{25} / \text{m}^3$$

bu Loshmidi sonidir. Molekulalarning issiqlik harakat tezligi. Ma'lumki gaz molekulasini ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi

$$\bar{W}_k = \frac{3}{2} kT \quad (2.13)$$

formulalar orqali ifodalanadi.

$$\text{Bulardan } \frac{m \bar{g}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad k = \frac{R}{N_A} \quad \text{U holda} \quad \frac{m \bar{g}^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T$$

$$\text{Bundan gaz molekularining o'rtacha kvadratik tezligi} \quad \bar{g}_{\text{KB}} = \sqrt{\frac{3RT}{mN_A}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$$

$$\bar{g}_{\text{KB}} = \sqrt{\frac{3RT}{mN_A}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (2.14)$$

Haroratni molekulyar kinetik izoxi. Molekulyar-kinetik nazariya nuqtai nazaridan muvozanatli termodinamik tizim harorati shu tizimni tashkil etgan atom, molekula va boshqa zarralar issiqlik harakati intensivligini xarakterlaydi.

$$\text{Masalan } W_k = 3 kT/2 \quad (2.15)$$

ga asosan harorat gaz molekulalarining ilgarilanma harakati o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovi. Bunda W_k haroratga proporsional ravishda o'zgaradi. Haroratni o'zgartirish barcha fizik hossalarga ta'sir qiladi. Bunda jismlarning uzunligi, hajmi, zichligi, elastikligi, elektr o'tkazuvchanligi harorat ta'sirida o'zgaradi.

Haroratni miqdoriy jihatdan aniqlash uchun odatda moddalarning hajmi kengayishini haroratga bog'liqligiga asoslanib ishlaydigan termometrlar keng qo'llaniladi. Selsiy gradusi bo'yicha termometr shkalasi chizishda hisob boshi qilib normal bosimda ($p=1,01325 \cdot 10^5$ Pa) mo'zning erish harorati 0°C , ikkinchi nuqta sifatida suvning qaynash harorati (100°C) olingan. Bu nuqtalar orasi 100 ta teng bo'laklarga bo'lingan va bunday shkala bir bo'lagining qiymati 1°C .

Termodinamik harorat shkalasida harorat Kelvinda ifodalanadi va T orqali belgilanadi. Kelvin shkalasini to'zishda normal atmosfera bosimidagi mo'zning erish harorati $273,15$ K deb qabul qilingan. Shuning uchun termodinamik harorat bilan Selsiy orasidagi munosabat

$$T = t + 273,15^{\circ}\text{C}$$

$T = 0^{\circ}\text{K}$ (Selskiy shkalasi bo'yicha $t = -273,15^{\circ}\text{C}$) harorat absolyut **nol harorat** deb ataladi.

Energiyani erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimlanishi. Ma'lumki gaz molekulalarining ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi $W_k = 3kT/2$ (1), k -Bolsman doimiysi. Molekulalarning kinetik energiyasi, umuman, ularning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi, molekulalarning aylanish va tebranish kinetik energiyalarning yig'indisidan iborat. Molekulalarning barcha turdagi harakatlariga to'g'ri keladigan energiyani hisoblash uchun erkinlik darajasi degan tushincha kiritiladi. Jismning fazodagi vaziyatini aniqlash uchun zarur bo'lgan erkli koordinatalarning soniga jismning **erkinlik darajasi** deyiladi. Moddiy nuqtaning fazodagi vaziyati, uchta koordinata bilan (x, y, z) aniqlanadi. Demak, moddiy nuqtaning erkinlik darajasi uchga teng. (1) ifodaga asosan molekulalarning uchta erkinlik darajasiga ega bo'lgan ilgarilanma harakatiga to'g'ri keladigan energiya

$$U = \frac{3}{2} kT \quad (2.16)$$

Demak, hisoblashlar shuni ko'rsatadiki bir atomli molekulaning erkinlik darajasi 3 ga teng (x, y, z), ikki atomli molekula erkinlik darajasi 5 ga (x, y, z, α, β) yoki 6 ga teng ($x, y, z, \alpha, \beta, \ell$). N atomdan tashkil topgan molekulaning erkinlik darajasi 6 dan $3N$ gacha qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi 6 ga teng ($x, y, z, \alpha, \beta, \gamma$). Molekulaning erkinlik darajasi i ni ilgarilanma, aylanma va tebranma harakatlar erkinlik darajalarining yig'indisidan iborat deb qarash mumkin.

$$i = i_{ilg} + i_{ayl} + i_{tebr} \quad (2.17)$$

Ilgarilanma harakatda erkinlik darajasi 3 ga teng ekanligini e'tiborga olib, ilgarilanma harakatning har bir erkinlik darajasiga $\frac{1}{2}kT$ energiya to'g'ri keladi degan xulosaga kelimiz. Statistik fizikaning muhim qonunlaridan biri-energiyaning erkinligi darajasi bo'yicha bir xilda taqsimlanish qonuni ilgarilanma, aylanma va tebranma harakatning har bir erkinlik darajasiga o'rtacha $\frac{1}{2}kT$ kinetik energiya to'g'ri kelishini ko'rsatadi.

U holda erkinlik darajasi i bo'lgan molekulaning to'liq energiyasi

$$U_i = i k T / 2 = i (R / N_A) T / 2$$

1 mol gazning ichki energiyasi

$$U_0 = \frac{i}{2} R T \quad (2.18)$$

Ixtiyoriy m massali gaz ichki energiyasi

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R T \quad (2.19)$$

Demak, ideal gazning ichki energiyasi shu gazni tashkil etuvchi molekulalarning erkinlik darajasiga va gazning haroratiga bog'liq ekan.

Gaz molekulalarining tezliklari bo'yicha taqsimlanishi. Maksvell taqsimoti.

Muvozanat holatda turgan gaz molekulalari agar gazga hech qanday tashqi kuchlar maydoni ta'sir etmayotgan bo'lsa, o'zaro to'qnashib turadi. Har bir to'qnashish jarayonida, energiya almashinuvi tufayli, molekula o'z tezligini ham miqdori bo'yicha, ham yo'nalishi bo'yicha o'zgartiradi.

Maksvell, lik nazariyasidan foydalanib, 1859-yilda gaz molekulalarining tezlikka qarab taqsimlanish qonunini aniqladi, uning fikricha:

1. Tezliklar ichida ehtimolligi eng katta bo'lgan shunday ϑ_e tezlik mavjudki, ko'pchilik molekulalar unga yaqin bo'lgan tezliklarda harakatlanadi. Tezligi ϑ_e dan juda katta va juda kichik bo'lgan molekulalar oz miqdorni tashkil etadi.

2. Harakat tartibsiz bo'lgani uchun aniq bir tezlikda harakatlanayotgan molekulalar sonini hisoblab bo'lmaydi. Lekin ma'lum ϑ , $\vartheta + d\vartheta$ oraliqdagi tezlikda harakatlanayotgan molekulalar sonini hisoblash mumkin. Buning uchun Maksvell nisbiy tezlikdan foydalanadi. Nisbiy tezlik u deb ϑ oniy tezlikni ehtimolligi eng katta bo'lgan ϑ_e tezlikka nisbatiga aytiladi, Ya'ni

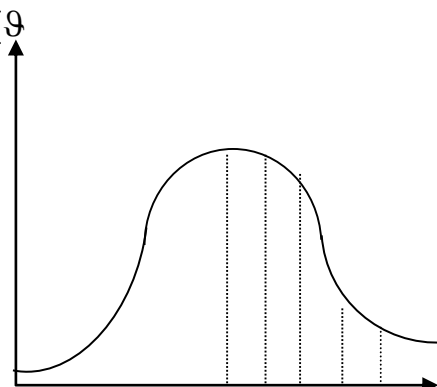
$$U = \vartheta / \vartheta_e \quad (2.20)$$

Maksvell taqsimotiga asosan, ϑ , $\vartheta + d\vartheta$ oraliqdagi tezlikka ega bo'lgan molekulalar soni

$$dn = 4n u^2 e^{-u} du / \sqrt{\pi} \quad (2.21)$$

bunda n - ideal gaz molekulalarining umumiy soni, $f(\vartheta) = dn/nd\vartheta$ -

molekulalarning taqsimot funksiyasi. $f(\vartheta)$ ning molekulalar oniy tezligiga bog'liqligini grafik ravishda ifodalasak rasmdagidek ko'rinishdagi bog'lanishni olamiz. Molekulalar taqsimotining Maksvell qonunidan gaz holati uch hil tezlik bilan xarakterlanishi kelib chiqadi.



1. Eng katta ehtimolli tezlik

$$\vartheta_e = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$$

2. O'rtacha arifmetik tezlik. $\bar{\vartheta} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 1,60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$

3. O'rtacha kvadratik tezlik $\vartheta_{kv} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1,73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$

bu formulalari taqqoslasak, $\vartheta_{kv} > \vartheta > \vartheta_e$ ekani ko'rinish turibdi. Masalan, 0°C haroratda kislorod molekulalari uchun $\vartheta_{kv} = 460 \text{ m/s}$, $\vartheta = 423 \text{ m/s}$, va $\vartheta_e = 377 \text{ m/s}$ qiymatga ega bo'ladi.

2.2. GAZLAR KINETIK NAZARIYASI

Gazli sistemadagi zarralar turli tezliklar bilan turli yo'nalishlarda harakatlanadi. Bu bo'limda zarralarni tezliklar bo'yicha taqsimlanish statistik qonunini keltirib chiqaramiz.

Gazdagi zarralarning ko'plab to'qnashuvlari tufayli ularning tezliklari son jihatdan ham, yo'nalish jihatdan ham tasodifiy ravishda o'zgarib turadi. SHuning uchun zarra tezligini tasodifiy miqdor sifatidagina, ehtimollik tushunchasi bilan o'rganish mumkin. Tasodifiy miqdorlarni tasniflashni matematik metodlari haqida kitobning ilovasida tanishingiz mumkin.

Bitta zarrani x o'qi bo'ylab tezligi ϑ_x , $\vartheta_x + d\vartheta_x$ oraliqda bo'lish ehtimolligi oraliq kengligiga proportsionaldir:

$$dW(\vartheta_x) = f(\vartheta_x) d\vartheta_x \quad (2.22)$$

Zarraning tezligi ϑ yoki $-\vartheta$ bo'lishi teng kuchlidir, shuning uchun ehtimollik zichligi funksiyasi f tezlikka nisbatan juft funktsiya bo'lishi kerak:

$$dW(\vartheta_x) = f(\vartheta_x^2) d\vartheta_x \quad (2.23)$$

SHunga o'xshash zarraning y o'qi bo'ylab tezligi ϑ_y , $\vartheta_y + d\vartheta_y$ oraliqda, z o'qi bo'ylab tezligi ϑ_z , $\vartheta_z + d\vartheta_z$ oraliqda bo'lishi ehtimolliklarini yozishimiz mumkin:

$$dW(\vartheta_y) = f(\vartheta_y^2) d\vartheta_y, \quad dW(\vartheta_z) = f(\vartheta_z^2) d\vartheta_z \quad (2.24)$$

Maksvell tomonidan kiritilgan gipotezaga ko'ra, zarraning uch yo'nalishdagi tezliklari o'zaro bog'liq bo'lmagan, erkin hodisalar deyiladi. Unda ehtimolliklarni ko'paytirish qoidasiga ko'ra, zarraning tezligi $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ tezliklar atrofida $d\vartheta_x, d\vartheta_y, d\vartheta_z$ intervallarda bo'lishi ehtimolligi quyidagicha ifodalanadi:

$$dW(\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z) = f(\vartheta_x^2) f(\vartheta_y^2) f(\vartheta_z^2) d\vartheta_x d\vartheta_y d\vartheta_z \quad (2.25)$$

Tezlikni tashkil etuvchilari $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ bilan, umumiy tezlik quyidagicha bog'langan:

$$\vartheta = \sqrt{\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2}. \quad (2.26)$$

Bu miqdor ham tasodifiy bo'lgani uchun, uning ehtimolligini yozishimiz mumkin:

$$dW(\vartheta) = F(\vartheta^2) d\vec{\vartheta}, \quad d\vec{\vartheta} = d\vartheta_x d\vartheta_y d\vartheta_z \quad (2.27)$$

(3) va (5) ifodalarni solishtirib, quyidagi tenglikni xosil qilamiz:

$$F(\vartheta^2) = f(\vartheta_x^2) f(\vartheta_y^2) f(\vartheta_z^2) \quad (2.28)$$

Bu erdagi noma'lum funktsiyalarni izlaymiz. Tenglikni har ikki tomonidan ϑ_x^2 bo'yicha xosila olaylik:

$$\frac{\partial F}{\partial \vartheta_x^2} = \frac{\partial F}{\partial \vartheta^2} \frac{\partial \vartheta^2}{\partial \vartheta_x^2} = \frac{\partial F}{\partial \vartheta^2}; \quad \frac{\partial f(\vartheta_x^2)}{\partial \vartheta_x^2} f(\vartheta_y^2) f(\vartheta_z^2) \quad (2.29)$$

Bularni tenglashtirib, (6) tenglikni mos hadlariga bo'lib olamiz:

$$\frac{1}{F(\vartheta^2)} \frac{\partial F(\vartheta^2)}{\partial \vartheta^2} = \frac{1}{f(\vartheta_x^2)} \frac{\partial f(\vartheta_x^2)}{\partial \vartheta_x^2} \quad (2.30)$$

Turli argumentli funktsiyalarni har doim tengligi – ularni doimiy songa tengligidan darak beradi, bu sonni $-\beta$ deb belgilasak, bir xil ekanligi ma'lum bo'lib qolgan F va f funktsiyalarni aniqlaymiz:

$$F(\vartheta) = A^3 \exp(-\beta \vartheta^2), \quad f(\vartheta_x) = A \exp(-\beta \vartheta_x^2) \quad (2.31)$$

Koeffitsientlarni (2.31) ifodada yozilganidek bog'lanishi (2.29) tenglikdan kelib chiqadi. Boshqa koordinata o'qlari bo'ylab taqsimot funktsiyasi $f(\vartheta_x)$ kabi bo'ladi.

Normirovka shartidan A koeffitsientni topaylik:

$$A \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta \vartheta_x^2) d\vartheta_x = 1, \quad A = \sqrt{\beta/\pi} \quad (2.32)$$

Demak, *bitta* zarraning turli tezliklarga ega bo'lish ehtimolligining zichligi:

$$F(\vartheta) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \exp(-\beta \vartheta^2), \quad f(\vartheta_x) = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \exp(-\beta \vartheta_x^2) \quad (2.33)$$

Tezlikning moduliga bog'liq bo'lgan, sferik simmetrik fizik miqdorlar $F(\vartheta)$ funktsiyasi yordamida o'rtachalashtiriladi, integral $d\vartheta_x d\vartheta_y d\vartheta_z$ o'zgaruvchilar bo'yicha hisoblanadi, yoki sferik koordinatalarni qo'llab, burchaklar bo'yicha integrallashni amalga oshirsak:

$$\iiint F(\vartheta) d\vartheta_x d\vartheta_y d\vartheta_z = \int F(\vartheta) \vartheta^2 d\vartheta \int \int \sin\theta d\theta d\varphi = 4\pi \int_0^\infty F(\vartheta) \vartheta^2 d\vartheta \quad (2.34)$$

SHunday qilib, integrallash faqat $d\vartheta$ bo'yicha bajarilishi uchun, $F(\vartheta)$ Maksvell taqsimot funktsiyasi quyidagicha aniqlanishi kerak:

$$F(\vartheta) = 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi} \right)^{3/2} \vartheta^2 \exp(-\beta \vartheta^2) \quad (2.35)$$

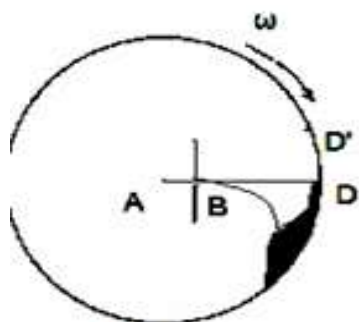
Taqsimot funktsiyasini keltirib chiqarishda asosan ikki ma'lumotga asoslanildi: bu funktsiyaning tezlikka nisbatan juft funktsiya bo'lishi zarurati, hamda tezlik va uning komponentalari orasidagi $\vartheta = \sqrt{\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2}$ tabiiy munosabatga.

Topilgan taqsimot funktsiyalari bitta zarrani ϑ tezlikka ega bo'lish ehtimollligini zichligini bildiradi. Bu taqsimot funktsiyalarini sistemadagi zarralar soni N ga ko'paytirsak, ular tezligi ϑ ga teng bo'lgan zarralar sonini xarakterlovchi ehtimollik zichligini anglatadi.

Bu (2.34)-(2.35) ifodalarni **Maksvell taqsimoti** (1860) deyiladi.

Maksvell taqsimotini temperatura bilan bog'liqligi

Maksvell taqsimot funktsiyasini temperatura bilan bog'lanishini topish niyatida kub devoridagi gaz bosimini tezliklari Maksvell taqsimotida bo'lgan bir xil massali



2.4-rasm

zarralar uchun hisoblaylik. formulaga ko'ra N ta zarraning devorga bosimi

$P = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N m \vartheta_{ix}^2$. Yig'indini integral bilan almashtirib, taqsimot funktsiyasi bo'yicha o'rtachalashtirsak:

$$P = \frac{Nm}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \vartheta_x^2 f(\vartheta_x) d\vartheta_x = 2nm \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \int_0^\infty \vartheta_x^2 \exp(-\beta \vartheta_x^2) d\vartheta_x \quad (2.36)$$

Bu erda:
$$\int_0^{\infty} g_x^2 \exp(-\beta g_x^2) dg_x = \frac{1}{\beta^{3/2}} \int_0^{\infty} x^2 \exp(-x^2) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{4\beta^{3/2}} \quad (2.37)$$

Demak:

$$P = 2mn \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \frac{\sqrt{\pi}}{4\beta^{3/2}} = \frac{mn}{2\beta} \quad (2.38)$$

Natijani holat tenglamasi $P = nkT$ bilan solishtirib, β ni topamiz

$$\beta = m / 2kT \quad (2.39)$$

SHunisi diqqatga sazovorki, taqsimot funktsiyasidagi eksponenta ko'rsatkichi $\beta g^2 = (m g^2 / 2) / kT$ zarraning kinetik energiyasi orqali ifodalanar ekan. Kelgusida zarralarning taqsimotida potentsial energiyaning ahamiyati ham tahlil etiladi.

Temperatura **Maksvell taqsimotini** tengliklar orqali statistik xarakterga ega bo'lgan taqsimot funktsiyasiga kirishi – uni statistik xarakterini belgilab beradi. Lekin temperatura tushunchasi kiritilayotganda uni “sistemaning bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan **o'rtacha** energiya” deb ta'riflanishi ham uni statistik xarakterini tasdiqlaydi.

Gaz molekulalarini tezliklar bo'yicha taqsimoti Maksvell taqsimotiga mos kelishi bir necha bor qo'yilgan maxsus tajribalarda tasdiqlangan. Birinchi tajribalar **O.Shtern** tomonidan 1920-yilda qo'yilgan edi. Molekulalarni manbai sifatida kumush bilan qoplangan elektr toki bilan qizdirilgan platina sim olingan. Sim yuqori haroratgacha qizdirilganda (962°S), kumush intensiv bug'langan, kumush atomlari issiqlik harakati tezligi bilan uchib chiqqan. Kumush atomlarini harakatiga to'sqinlik qilmasligi uchun qurilma vakuumga joylashtirilgan. Atomlar oqimi B tirqishdan o'tib (2.4-rasm), undan l m masofadagi tashqi ekranda D iz qoldirgan.

Tajribani ikkinchi qismida butun qurilma qizdirilgan tola atrofida 2500-2700 aylana/minut tezlik bilan aylantirilgan. Aylantirish tufayli ilgari D nuqtaga kelib tushgan atomlar oqimi siljib, ekranning ekranning D' nuqtaga kelib tushgan. Bu nuqtalar orasidagi s siljishni hisoblaylik. Kumush atomlarining tezligi g bo'lsa l masofaga etib borishi uchun l/g vaqt kerak bo'lgan, bu vaqt ichida ω burchak tezligi bilan aylanayotgan ekran $s = (l/g)\omega R$ masofaga siljishga ulgurgan. Atomlarning tezliklari turlicha bo'lgani uchun, atomlarni ekrandagi izi D' yoyilgan va notekis bo'lgan. Tajribada olingan s masofalar intervalini o'lchab, atomlarni o'rtacha tezligi hisoblangan. Bu tezlik ikkinchi bo'limdagi (2-14) formula bo'yicha hisoblangan o'rtacha kvadratik tezlik bilan sifat jihatdan mos keldi, atomlarni turli tezliklar bilan harakatlanishini tasdiqladi.

Shtern tajribasidagi qiyinchilik shundan iborat bo'lganki, o'lchanadigan s masofalar 1 mm atrofida bo'lib, D' izlarni yoyilishi sonli o'rganilishi qiyin edi. SHuning uchun bu sohadagi tajribalar davom ettirildi. 1927-yilda Eldridj va Lammert molekulalarni tezliklar bo'yicha taqsimotini o'rganish uchun yorug'lik tezligini

o'ldash uchun Fizo tajribasidagi tishli g'ildiraklar metodini qo'llashdi. Miller va Kush 1955-yilda o'tkazishgan tajribalarida molekulalar dastasidan bir xil tezlikli zarralarni ajratib olish uchun aylanuvchi tsilindrda burchak ostida joylashgan shunday tirqishlar teshishdiki, tsilindr ω tezlik bilan aylanayotganda bu tirqishdan faqat bir xil tezlikli zarralargina o'tgan. TSartman tomonidan o'tkazilgan boshqa tajribalarda esa atomlarni ekranda yoyilib tushishi shaffof ekranda o'rganildi, natijada izni nozik optik metodlar bilan o'rganish mumkin bo'ldi. Bu tajribalar zarralarni tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimotiga bo'ysinishini turli aniqliklar bilan tasdiqladi.

Maksvell taqsimoti yordamida ayrim muhim fizik kattaliklarni hisoblash

Maksvell taqsimot funksiyasini qo'llab topiladigan bir necha muhim fizik miqdorlarni ko'raylik. Ulardan biri – yuqorida absalut temperaturani ta'rifida ishlatilgan molekulalarning o'rtacha kvadratik tezligidir:

$$g_{kv}^2 = \overline{g^2} = 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} I_4, \quad I_4 = \int_0^\infty g^4 \exp(-\beta g^2) dg = \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \int_0^\infty \exp(-\beta g^2) dg \quad (2.40)$$

Oxirgi integral Puasson integrali deb ataladi va $\sqrt{\pi/\beta}/2$ ga teng. Unda: $I_4 = 3\sqrt{\pi}/8\beta^{5/2}$, $\overline{g^2} = 3/2\beta = 3kT/m$, yoki $g_{kv} = \sqrt{3kT/m}$ bo'lib, ikkinchi bo'limdagi (2.14) natijaga mos keladi.

Molekulalarning o'rtacha tezligi $\bar{g}$ ni topaylik:

$$\begin{aligned} \bar{g} &= \int_0^\infty g F(g) dg = 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \int_0^\infty g^3 \exp(-\beta g^2) dg = \\ &= 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \frac{1}{\beta^2} \int_0^\infty x^3 \exp(-x^2) dx = \frac{2}{\sqrt{\pi\beta}} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.41)$$

(ohirgi integrall bo'laklab integrallanadi, natija $1/2$ ga teng chiqadi).

Bundan tashqari ehtimolliги eng katta bo'lgan g_y tezlikni topaylik. Ekstremumlarni topishning umumiy qoidasiga ko'ra, (3.12) ifodadan tezlik bo'yicha xosila hisoblab, nolga tenglaymiz:

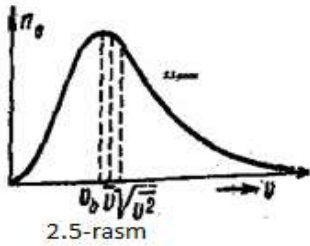
$$\begin{aligned} 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \frac{d}{dg} [g^2 \exp(-\beta g^2)] &= 0, \quad 2g \exp(-\beta g^2) (1 - \beta g^2) = 0 \\ g_e &= \frac{1}{\beta^{1/2}} = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.42)$$

($g = 0$ va $g = \infty$ tezliklar ehtimollikni minimal qiymatiga to'g'ri keladi).

2.5-rasmda $F(g)$ Maksvell taqsimoti va uchta muhim tezliklar grafik tarzda tasvirlangan.

Tasodifiy miqdorlarning o'rtacha qiymatidan chetlashishini uning dispersiyasi xarakterlaydi:

$$\delta = \sqrt{\overline{g^2} - \bar{g}^2} \approx g_e / 2 \quad (2.43)$$



Dispersiyaning kattaligi gaz molekulalarining tezliklari juda keng intervalda, noldan deyarli cheksizgacha bo'lishini ko'rsatadi.

Ayrim masalalarda harakatdagi ikki zarraning o'rtacha nisbiy tezligi kerak bo'ladi. Nisbiy tezlik $g_{12} = |\vec{g}_1 - \vec{g}_2|$ ikkita tasodifiy miqdorga bog'liq bo'lib, uni o'rtachalashtirish uchun ikkala tasodifiy miqdorni ham Maksvell taqsimotini hisobga olinishi kerak:

$$\bar{g}_{12} = \int \int g_{12} f(g_1) f(g_2) d\vec{g}_1 d\vec{g}_2 \quad (2.44)$$

Nisbiy tezlik bilan bir qatorda nisbiy kvadratik tezlikni o'rtacha qiymatini topish haqida masala qo'yilishi mumkin: $g_{12}^2 = g_1^2 + g_2^2 - 2g_1g_2\cos\theta$. Bu erda θ ikki zarra tezliklari orasidagi burchakdir. $\vec{g}_1$ va $\vec{g}_2$ tezliklar turli yo'nalishlar bo'yicha simmetrik ehtimollikka ega bo'lgani uchun, ular orasidagi burchak $0 - 2\pi$ intervalda tekis taqsimlanadi, $\cos\theta$ funktsiya ishorasi o'zgaruvchi funktsiya sifatida bu oraliqda o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi, natijada $\overline{2g_1g_2\cos\theta} = 0$,

$$\overline{g_{12}^2} = \overline{g_1^2} + \overline{g_2^2} = 2g_{kv}^2 = 6kT/m, \quad \sqrt{\overline{g_{12}^2}} = \sqrt{2}g_{kv} \quad (2.45)$$

(2.35) integralning yakuniy javobini keltiramiz:

$$\bar{g}_{12} = \sqrt{2}\bar{g}. \quad (2.46)$$

Boltsman taqsimoti

XIX asrning ikkinchi yarmida L.Boltsmann qator ilmiy ishlarida ideal gazning statistik qonunlari tekshirildi. Maksvell taqsimotida taqsimot funktsiyasi zarra kinetik energiyasiga bog'liq bo'lsa, Boltsman bo'yicha zarraning tashqi potentsial maydondagi energiyasi ham hisobga olinishi lozimdir:

$$f(\vec{g}, \vec{r}) = A \exp\left[-(m g^2 / 2 + U(\vec{r})) / kT\right] \quad (2.47)$$

Ushbu taqsimot funktsiyasi barcha tezliklar bo'yicha integrallab yuborilsa, gaz zarralari zichligining koordinataga bog'lanishini beradi:

$$n(\vec{r}) = n_0 \exp(-U(\vec{r}) / kT) \quad (2.48)$$

Bu Boltsman taqsimoti deyiladi.

Taqsimotni bu xossasi bilan batafsil tanishaylik. Jumladan potentsial maydon bo'lmaganda, $n(\vec{r}) = n_0$, gaz fazoda birjinsli taqsimlanadi. Amaliy qiziq bo'lgan masala – Erning tortish maydonidagi havo zichligini taqsimotidir. Soddalik uchun **temperatura doimiy** deylik. Unda havo molekulalarining kontsentratsiyasi, havo zichligi va bosim bir xil taqsimotga ega bo'ladi. $U(r) = mgz$ potentsial maydonda ularning taqsimoti quyidagicha bo'ladi (nol indekslar $z = 0$ sathga tegishlidir):

$$\frac{n(z)}{n_0} = \frac{\rho(z)}{\rho_0} = \frac{P(z)}{P_0} = \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{\mu gz}{RT}\right) \quad (2.49)$$

Bu formula – barometrik formula deyiladi. Unga asosan balandlikka ko'tarilgan sari havoning bosimi (hamda zichligi va kontsentratsiyasi) eksponentsial qonun bo'yicha kamayib boradi.

(2.49) qonuniyatni holat tenglamasi $P = nkT$ va havo bosimi uchun differentsial tenglamadan ham keltirib chiqarish mumkin:

$$dP = -\rho g dz \quad (2.50)$$

Bu tenglama havoning dz qalinlikdagi yupqa qatlamining og'irligi tufayli bosimning oshishi ifodalangan. $\rho = mn = mP/kT$ almashtirishni (2.50) – ifodaga qo'yib, bosim uchun differentsial tenglama xosil qilamiz:

$$\frac{dP}{P} = -\frac{mg}{kT} dz \quad (2.51)$$

Bu tenglama ham aynan echimlarga olib keladi va, shunday qilib, Boltsman taqsimot funksiyasini to'g'riligini yana bir bor tasdiqlaydi.

Havo asosan azot va kislorod gazlaridan iborat. Uning uchun $\mu \approx 29 \text{ g/mol}$. Temperatura 300K bo'lsa, balandlik oshishi bilan havo zichligi va bosimi qanday kamayishini o'rganishimiz mumkin. Yuqoridagi formulalarga ko'ra 1m balandlikka ko'tarilganda havo bosimi va zichligi faqat $1.1 \cdot 10^{-4}$ qismga o'zgarar ekan holos. Jomalugma tog'ining tepasida ($z = 8890\text{m}$) esa bosim dengiz sathidagi bosimning 0.36 qismini tashkil etarkan. Havo bilan birga kislorodning ham zichligini kamayib ketishi u erda odamni bo'lish imkoniyatini cheklab qo'yadi.

Agar sizni havo zichligi (yoki kontsentratsiyasini) juda katta balandliklardagi taqsimoti qiziqтира, potentsial energiyaning boshqa ifodasini ishlatish kerak: $U(r) = -\gamma mM/r$, (2.52)

M – Erning massasi, γ - gravitatsion doimiy, r - Erning markazigachan masofa. Unda:

$$\frac{n(r)}{n_0} = \frac{\rho(r)}{\rho_0} = \frac{P(r)}{P_0} = \exp\left(\frac{\gamma mM}{rkT}\right) \quad (2.53)$$

Bu erdagi nol indekslar biron belgilangan satxga, masalan Yer sirtiga ($r = R_{ep}$) tegishlidir

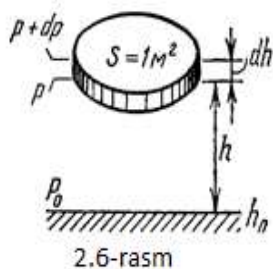
(2.53) formula havo molekularining kontsentratsiyasini masofa ortishi bilan kamayib borishini ifodalaydi. Jumladan (2.52) yordamida hajmi $4\pi r^2 dr$ bo'lgan dr qalinlikdagi sferik havo qatlamidagi molekular dN sonini hisoblash mumkin. Bundan so'ng, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$\frac{dN}{dr} = 4\pi n_0 r^2 \exp\left(\frac{\gamma mM}{rkT}\right) \quad (2.54)$$

Bu ifoda cheksiz katta masofalarda nolga aylanmaydi. Bu esa atmosferaning yuqori qatlamlarida muvozanat yo'qligidan darak beradi.

Ma'lumki, aralash gazlardagi zarralarning kinetik energisi zarra massasiga bog'liq emas, lekin atmosferadagi balandlik bo'yicha taqsimot ularni massasiga bog'liqdir. (2.52) ifodaga asosan kattaroq massalik gazlar (kislorod, azot, karbonat anhidrid) zichligi balandlik bilan tezroq, engil gazlarniki (vodorod, geliy) sekinroq kamayib boradi. Demak katta balandliklarda atmosfera ko'proq engil gazlardan iborat bo'ladi. Bir xil temperaturada engil gazlarning tezligi yuqoriroq bo'lgani uchun, ularning tezligi 1 – kosmik tezlikdan yuqori bo'lib, Erdan uzoqlashib ketish ehtimolligi yuqoridir.

Atmosferadagi yuqori energiya va tezlikka ega bo'lgan ayrim molekulalar Erdan uzilib Fazoga chiqib ketishi real jarayon bo'lib, birinchi navbatda engil molekulalar: vodorod, geliy Erdan uchib ketadi, va atmosferada ularni uchratish qiyindir. Ayrim kichik planetalarni esa (Oy, Merkuriy), umuman atmosferasi yo'qdir. Demak Erning massasi shunday katta ekanki, o'z atrofida hayotbaxsh atmosferani ushlab tura oladi. Yupiter, Saturn kabi ulkan planetalarda tortish kuchi katta bo'lgani uchun, vodorod va geliy gazlari atmosferada ushlab qolgan bo'lib, atmosfera asosan ulardan iboratdir. Bu planetalarda kislorod vujudga kelsa ham vodorod bilan birlashib, tirik hayot uchun kerak bo'lgan erkin holda uchramaydi. Erda esa, geologik tarixiy davrda atmosferada paydo bo'lgan ko'plab kislorod hamma vodorodni bog'lab, okeanlarni suvini xosil qilgan, va bundan ortgan kislorod atmosferada qolgan.



Er sirtida balandlikni h_0 , bosimni p_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 $S=1 \text{ m}^2$ bo'lgan qatlamni ajrataylik. Gazni bir jinsli deb, uning temperaturasini esa o'zgarmas deb olaylik (2.6-rasm). Bu qatlamning qo'yi va yuqori asoslariga ta'sir etuvchi atmosfera bosimini R va $R + dR$ 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

$$dp = n \cdot Sdh \cdot m_m g \quad (2.55)$$

teng bo'ladi va quyidagi bosimni hosil qiladi

$$dP = \frac{dp}{S} = -\frac{n m_m g S dh}{S} = -n m_m g dh \quad (2.56)$$

Minus ishorasi h orta borishi bilan bosimni kamayotganligini ko'rsatadi.

$$P = nkT$$

$$\frac{dP}{P} = -\frac{m_m g dh}{kT} \quad (2.57)$$

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

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = -\frac{m_M g}{kT} \int_{h_0}^h dn \quad (2.58)$$

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{m_M g}{kT} (h - h_0) \quad (2.59)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu ifoda ustida potentsialashni bajarsak:

$$\frac{P}{P_0} = e^{-\frac{m_M g}{kT} (h - h_0)} \quad (2.60)$$

yoki $h=0$ da

$$P = P_0 e^{-\frac{m_M g}{kT} (h - h_0)} \quad (2.61)$$

ifodaga erishamiz, $\kappa = \frac{R}{N_A}$, $m_M \cdot N_A = \mu$ ekanliklarini eotiborga olsak quyidagi

ko`rinishda yozamiz:

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \quad (2.62)$$

Bu tenglama **barometrik formula** deb ataladi. formuladandan foydalanib:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{n}{n_0} \quad (2.63)$$

deb hisoblab (2.63) ni quyidagicha ifodalaymiz:

$$n = n_0 e^{-\frac{m_M g h}{kT}} \quad (2.64)$$

Bu ifodadagi $m_M g h = U$ potentsial energiyani ifodalaydi. U holda $n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}$ quyidagi ko`rinish yuzaga keladi.

ko`rinishda yoziladi. Bu munosabatni **Boltsman taqsimoti** deb ataladi.

Ifoda balandlik ortishi bilan havo zarrachalarining kontsentratsiyasi kamayib borishini ko`rsatadi.

2.3 REAL GAZLAR

Fazaviy holatlar diagrammasi

Sirtidagi zarra suyuqlik hajmiga kirib ketsa, uning sirtidagi o`rnini bironta ichkaridagi zarra egallaydi. Bunday o`rin almashinuv paytida umumiy energiya o`zgarmaydi va sirt energiyasining mavjudligi sezilmaydi. Suyuqlik hajmidagi zarra suyuqlik sirtiga va tashqariga chiqib ketishi uchun tortishuv kuchlariga qarshi ish bajarishi,  $\varepsilon$  energiya sarflash kerak. Birlik massa bug`lanishi uchun q bug`lanish issiqligi sarflanishi kerak. Agar bu energiya suyuqlikning ichki energiyasi hisobiga bajarilsa, suyuqlik soviydi. Bu xossani shamol bor paytda suvdan chiqqan odam butun badani bilan his etadi. Ochiq turgan suvlarning harorati yoz kunlarida bug`lanish hisobiga sovishi doimo sezilib turadi.

Bug`lanish issiqligi kattaligi bilan ajralib turadi. Masalan  $100^\circ \text{S}$  temperaturadagi 1 kg suvni bug`ga aylantirish uchun 2.26 MJ energiya zarur, bu energiya 5.4 kg suvni

0°S dan 100°S gacha isitishga etarlidir. Bug'lanish energiyasining kattaligi suv molekularini tortishuv kuchlari kuchliligidan darak beradi.

Gazsimon holatdagi moddaning molekulari suyuqlikka qaytib kelishi mumkin, bir molekula suyuqlikka qaytganda ε , birlik massa modda kondensatsiyalashganda q bug'lanish issiqligi ajralib chiqadi.

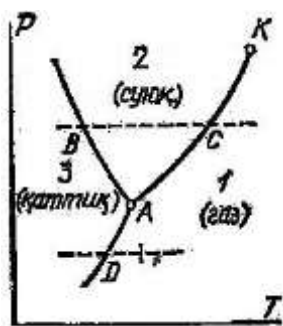
Agar sistema suyuqlik va uning bug'idan iborat bo'lsa, sharoitga qarab bug'lanish, yoki kondensatsiya ustun bo'ladi. Ilmiy tarafdin ular orasida muvozanat shartlarini topish muhimdir.

Gaz yoki suyuqlikdan iborat, ya'ni bir komponentali sistemada bosim va temperatura muvozanati bo'lishi kerak. Ikki komponentali sistemada muvozanat bo'lishi uchun bosim va temperaturaning muvozanati bo'lishi etarli emas, bundan tashqari ikki komponenta orasida muvozanat bo'lishi, ularning massalari doimiy bo'lishi kerak (va umumiy holda fazalarning kimyoviy potentsiallari o'zaro teng bo'lishi kerak).

Maksvell tenglamasini ko'chiraylik:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T \quad (2.65)$$

Bu tenglamani suyuqlik bug'lanishi yoki gazning kondensatsiya jarayoniga qo'llaganimizda temperatura va umumiy hajm o'zgarmay qolgani uchun tenglikni quyidagicha ko'chiramiz:



2.7-рasm.

$$\frac{dP}{dT} = \frac{dS}{dV} \quad (2.66)$$

Ko'rilayotgan faza almashish jarayoni uchun solishtirma entropiya va solishtirma hajm o'zgarishining nisbatini olishimiz mumkin:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{q}{T} \quad (2.67)$$

$$dV = v_2 - v_1 \quad (2.68)$$

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q}{T(v_2 - v_1)} \quad \text{yoki} \quad T \frac{dP}{dT} = \frac{q}{v_2 - v_1} \quad (2.69)$$

Bu muhim munosabatni *Klapeyron – Klauzius tenglamasi* deyiladi. Undagi q - solishtirma bug'lanish issiqligi, v_2 va v_1 - ikki fazaning solishtirma hajmlari.

(2.69) ga ko'ra, dP/dT doimo musbat bo'ladi, demak temperatura oshishi bilan bug'lanishning muvozanat bosimi oshib boradi. Tenglamaning o'ng tomonidagi miqdorlar, ularning turli temperaturalaridagi qiymatlari ma'lum bo'lsa, tenglama bug'lanish egri chizig'ini, muvozanatli holat bosimini temperaturaga bog'liqligini aniqlab beradi. YUqoridan muvozanat holatlari kritik nuqta bilan, pastdan esa muvozanat holatlar suyuqlikni qattiq holati bilan chegaralangan.

Keltirib chiqarilgan (2.49) tenglama boshqacha fazaviy muvozanatlarni

o'rganish uchun ham qo'llanilishi mumkin. Suyuqlik bidan qattiq jismning muvozanatini o'rganilganda tenglamaga solishtirma erish issig'ligi q_{23} , suyuqlik va qattiq fazani solishtirma hajmlari v_2 va v_3 ishlatilishi kerak:

$$T \frac{dP}{dT} = \frac{q_{23}}{v_2 - v_3} \quad (2.70)$$

Qattiq jismni bug'lanishini tekshirganda esa sublimatsiyani solishtirma issig'ligi, qattiq va gazsimon holatlarning

Suyuqlik bilan muvozanatda turgan bug'ni (gazni) – **to'yingan bug'** deyiladi. Bug'ning bosimi (zichligi) to'yingan bug'nikidan kichik bo'lsa, uni to'yinmagan bug' deyiladi. To'yinmagan bug'ni izotermik siqib, to'yingan holatga keltirish mumkin. To'yinmagan bug'ni sovitib, to'yingan holatga keltirish mumkin. Aksincha, to'yingan bug'ni kengaytirilsa, yoki isitilsa – to'yinmagan holatga o'tadi. To'yinmagan suv bug'ini xarakterlash uchun *nisbiy namlik* (foizlarda) tushunchasi kiritiladi: nisbiy namlik to'yinmagan bug' bosimini (zichligini) to'yingan bug'ning xarakteristikasining qanday qismini tashkil etishini bildiradi.

Real gazning ichki energiyasi. Joule-Tomson effekti

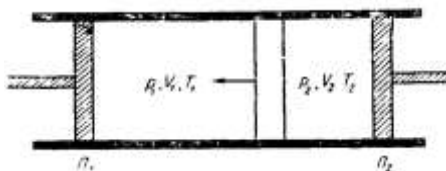
Ideal gaz molekullari o'zaro ta'sirlashmaydi deb bir mol gazning ichki energiyasi uchun quyidagi ifodani hosil qilgan edik

$$U = \frac{i}{2} RT = C_V T \quad (2.71)$$

Real gaz molekullari issiqlik harakatidan tashqari bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashadi, shuning uchun uning ichki energiyasi molekullar issiqlik harakat kinetik energiyasi va o'zaro ta'sir potentsial energiyalarining yig'indisidan iborat bo'ladi.

Molekullarning potentsial energiyasini aniqlash maqsadida bir mol gazning hajmi V_{M1} dan V_{M2} gacha kengaytirilganda bajarilgan ishni aniqlaylik:

$$A = - \int_{V_{M1}}^{V_{M2}} P_M dV_M = - \int_{V_{M1}}^{V_{M2}} \frac{a}{V_M^2} dV_M = \frac{a}{V_{M2}} - \frac{a}{V_{M1}} \quad (2.72)$$



2.8 – расм.

Bu ish sistema potentsial energiyasining o'zgarishiga teng. SHuning uchun bir mol gazning potentsial energiyasi $\left(-\frac{a}{V_M}\right)$ ga teng deb olamiz.

YUqoridagilarni hisobga olib, bir mol real gazning ichki energiyasi uchun

$$U_{p.m.} = C_V T - \frac{a}{V_M} \quad (2.73)$$

munosabatni hosil qilamiz.

Demak, **real gazning ichki energiyasi temperaturaga 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

$$U_1 = U_2 \quad (2.74)$$

Ideal gazlarning adiabatik kengayishida ichki energiyadan tashqari temperatura 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 temperaturasi o'zgarishi **Joul-Tomson effekti** deyiladi.

Gazning temperaturasi pasayganda ($\Delta T < 0$) **musbat Joul-Tomson effekti**, aksincha temperatura ortgan hollarda ($\Delta T > 0$) **manfiy Joul-Tomson effekti**, sodir bo'ladi. Xona temperaturasiidagi 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 tsilindr 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:

$$U_1 + P_1 V_1 = U_2 + P_2 V_2 \quad (2.75)$$

Bundan ko'rinadiki, Joul-Tomson tajribasida $U + PV$ kattalik o'zgarmay qolar ekan. Bu kattalik gazning issiqlik funktsiyasi yoki entalpiyasi deb ataladi. Real gazlarda entalpiyaning teng bo'lishi temperaturalarning tengligini ko'rsatmaydi.

Bu holatlar bosimning R_1 qiymati, hajmning esa turli V_A, V_V, V_S qiymatlari bilan xarakterlanadi. Yuqoriroq temperaturadagi T_k ga mos izotermada uchala nuqta ustma-ust tushadi. Ko'pincha, T_k **kritik temperatura** 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 etganda, u to'liq suyuqlik fazasiga o'tadi.

Gazning temperaturasi K nuqtadan o'tgan izoterma temperaturasidan yuqori bo'lsa, u suyuqlikka kondensatsiyalanmaydi. Kritik nuqtaga mos kelgan hajm va bosim qiymatlari **kritik hajm** (V_K), **kritik bosim** (p_K) deb ataladi. Masalan, azot gazining kritik parametrlari, $V_K^N = 9 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3/\text{K} \cdot \text{mol}$; $p_K^N = 33,5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$; $T_K^N = 126 \text{ K}$ ni tashkil etadi. Normal sharoitda bir kilomol azot gazining parametrlari $V_0 = 22,414 \text{ m}^3/\text{K} \cdot \text{mol}$, $r_0 = 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273 \text{ K}$ ekanligini e'tiborga olsak, azot gazini suyuq fazaga

o'tkazish uchun uni kuchli sovutish kerakligini ko'ramiz. Bularni kritik parametrlar bilan solishtirsak hajmi 250 marta kichik, bosimi 33,5 marta kattaligi ko'rinadi. 126 K temperaturagi gazni qisimda davom ettirsak, azot kondensatsiyalana boshlaydi.

Gazlarni suyultirish

Kritik temperatura mavjudligi tufayli har qanday gazni dastlab kritik temperaturadan past temperaturagacha sovutib, siqish yo'li bilan suyuqlikka aylantirish mumkinligini bilamiz. Umuman, gazlarni suyultirishning asosan, ikkita usuli mavjud: 1. Musbat Joule-Tomson effekti asoslangan usul (Dpyuar-Linde usuli); 2. Tashqi bosim kuchlariga qarshi ish bajarib adiabatik kengaytirish usuli (Klod usuli).

SHveytsariya fizigi Pikte past bosimda bug'lanayotgan temperaturasi 143 K karbonat angidrid vositasida kislorod va azotni dastlab kritik temperaturadan past temperaturagacha sovutish va siqish natijasida ***suyuq kislorod (154,4 K) va azot (126,1 K) oldi***. 1884 yilda polsha fiziklari Vroblevskiy va Olqshevskiy dastlabki sovutuvchi sifatida qaynab turgan suyuq kisloroddan foydalanib, suyuq vodorod (33 K) oldilar. Nihoyat, 1908 yilda golland fizigi Kamerling-Onnes kritik temperaturasi 4,2 K bo'lgan suyuq geliy oldi.

Texnikada gazlarni suyultirish uchun Linde mashinasi keng ishlatiladi. Uning ishlash printsipini quyidagicha talqin qilish mumkin. Gaz, masalan, havo kompressorda 200 atm.ga yaqin bosimgacha siqiladi va sovutkichda oqar suv bilan sovutiladi, chunki ko'pchilik gazlar siqilganda qiziydi. So'ngra siqilgan havo to'liqinsimon ikki qatlami nayning ichki nayidan o'tadi va uning oxirgi uchidagi keng idishda kondensatorda 1 atm. bosimgacha kengayadi. Bunda gaz taxminan 20⁰S ga soviydi. Kengaygan havo to'liqinsimon nayning tashqi nayi orqali yana kompressorga so'riladi, u o'z navbatida kompressorgacha oraliqda, ichki naydagi siqilgan havoni ikkinchi qismini ham sovutib boradi. SHunday qilib, gazning ikkinchi qismi to'liqinsimon nayning o'zidayoq 20⁰S ga soviydi va so'ngra kondensatorda kengayganida yana 20⁰S soviydi. Bunday jarayon ko'p marta takrorlanadi. Natijada havo kritik temperaturadan past temperaturagacha sovutiladi. Navbatdagi kengaygan havoning bir qismi suyuqlikka aylanadi va kondensator tubiga tomib tusha boshlaydi.

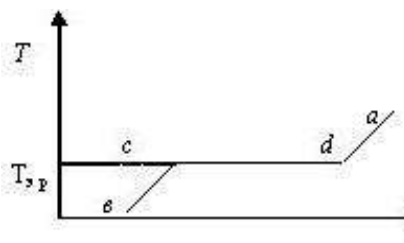
Suyuqliklarning qaynashi

Termodinamikada moddaning suyuqlik va gaz holatlarini, ularning orasidagi muvozanatni, va bu muvozanatli holatni asta sekin (kvazistatsionar) o'zgarishini o'rganiladi. Real sharoitda keskin nomuvozanatli holatlar ham uchraydi. Piyoladagi issiq choy muvozanatli holatda bo'lmaydi, intensiv ravishda bug'lanadi va soviydi. Bu jarayon choyni sirti orqali ro'y beradi. Oshxonaning oynalarida bug' kondensatsiyalanadi, avval juda kichkina tomchilar paydo bo'ladi, bu tomchilar o'sib borib, hatto oqib ketishi ham mumkin. Bu misollarda muvozanat bo'lmagan sharoitda

bug'lanish va kondensatsiyalanish hodisalari suyuqlikning sirti orqali ro'y beradi. Lekin shunday nomuvozanatli hol ham borki, bug'lanish suyuqlikning hajmida ro'y berib, bug' suvdan pufakchalar shaklida chiqadi, bunday hodisani qaynash deb ataladi.

Pufakchalar xosil bo'lsa, ularning ichida tashqi atmosfera bosimi P_0 dan tashqari ikki turdagi qo'shimcha ichki bosim vujudga keladi: sferik shakldagi suyuqlik sirtining xosil qilgan qo'shimcha bosimi ΔP va suyuqlik ustunining gidrostatik qo'shimcha bosimi $\Delta P'$. Suvdagi pufakchalarni radiusi $r = 0.5 \text{ mm}$, suv ustuni 1 m desak:

$$\Delta P' = \rho gh \approx 100 \text{ Pa}, \quad \Delta P = 2\sigma / r \approx 290 \text{ Pa} \quad (2.76)$$



2.9-rasm.

Suyuqlikning chuqurligi oshib borishi bilan $\Delta P'$ oshib boradi, ΔP pufachani radiusi kamayishi bilan oshib boradi. Agar pufakchani ichidagi gazning bosimi tashqi bosimdan tashqari gidrostatik va sirt taranglik bosimlardan ustun kelsa, suyuqlik pufakchani ichiga qarab bug'lanadi, pufakcha o'sib boradi va Arximed kuchi ta'sirida pufakcha ko'tarilib chiqadi.

Suv qaynaydi.

(2.76) formulalar bilan ifodalangan qo'shimcha bosimni kompensatsiyalash uchun, pufakchani temperaturasi suv bilan bug' orasidagi muvozanat temperaturasidan dT ortiqroq temperaturaga ega bo'lishi kerak. dT ni baholash uchun (2.76) dan suv uchun keltirib chiqarilgan

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dT} = 0.0351 / K \quad (2.77)$$

munosabatga murojat qilaylik. Pufakcha ichidagi bosim uchun $dP/P = 0.01$ deylik, unda $dT = 0.28 \text{ K}$ natijaga kelamiz. Pufakcha ichidagi qo'shimcha bosimni kompensatsiyalash uchun pufachani temperaturasi sirtidagi muvozanat temperaturasidan kattaroq bo'lishi kerak ekan. Suvning ichki qatlamlari **o'ta isigan** holatda bo'lar ekan. Suvni pastdan isitilayotganda suvning pastki qatlamlari issiqroq bo'lib, qaynash uchun sharoit vujudga keladi. Bundan ko'rinayaptiki, qaynayotgan suyuqlikning ichidagi temperatura aniq qiymatga ega emas ekan. Suvning ustidagi bug'ning temperaturasi esa (bug' suyuqlik sirtidan bug'lanadimi, yoki suyuqlik hajmidagi pufakcha bilan sirtga chiqimi) *aniq qiymatga, ya'ni to'yingan bug'larning bosimi tashqi bosimga teng bo'ladigan temperatura qiymatiga ega bo'ladi*. Suyuqlikni qaynash temperaturasi deganda qaynayotgan suyuqlikning bug'larini temperaturasini tushunish kerak.

Pufakchalar ko'tarilayotganda suyuqlikni issiq qatlamidan nisbatan sovuqroq qatlamiga etib kelsa, ularning kengayish jarayoni siqilish bilan almashishi mumkin. Pufakcha kichraygan sari uning ichida suyuqlikni sirt tarangligi xosil qilayotgan qo'shimcha bosim keskin oshib ketadi. Masalan, pufakcha radiusi 0.01 mm ga etkanda undagi qo'shimcha bosim $1/7$ atmosferaga etadi. Temperatura esa 100°C yaqin bo'lib,

bug'ning qo'shimcha bosimi bo'lmaydi. Bunday sharoitda pufakcha tez, tovush chiqarib yo'qolib ketadi. Bunday yo'qolib ketayotgan pufakchalar ko'p bo'ladi va suv qaynatilayotgan samovar yoki qumg'on qaynash oldidan *kuylaydi*, tovush chiqaradi. Bunday jarayonni **kavitatsiya** deb ataladi. Pufakcha katta tezlik bilan yopilib ketganda qisqa davrlarda ($\approx 10^{-6} s$) katta bosim impulslerini ($\approx 10^8 Pa$) vujudga keltiradi. Pufakcha siqilayotganda undagi suyuqlik molekulalari hech qanday qiyinchiliksiz suyuqlik sirtiga o'tib ketadi, boshqa gazlar esa adiabatik siqilib isiydi, bunda temperatura $10^4 K$ gacha etishi haqida ma'lumotlar bor. Kavitatsiya harakatdagi turbinalar, suvning ichida tovush chiqaruvchi karnaylar yonida ham vujudga keladi va ularning sirt qatlamini emirilishiga olib keladi. Kavitatsiyani tajribada tekshirishda hodisa ro'y beradigan sohaga yupqa alyumin zar qog'ozi tushiriladi, pufakchalarni kavitatsiyasi bu zar qog'ozda teshikchalar xosil qilar ekan!

Erish va qotish

Ba'zi fazaviy utishlarda moddaning agregat holatlarining o'zgarishi yuzaga keladi. Masalan, kattik jism suyuq va gaz xolatiga utadi va aksincha. Bunda molekulalarning uzaro joylashuvi, ular orasidagi masofa, issiklik xarakati uzgaradi. Biz muz-suv-bug sistemasini olsak, bug uch faza va uch agregat xolatga tugri keladi. Boshka fazaviy utishlarda moddaning agregat xolatlari saklanadi, ammo tuzilishida uzgarishlar yuzaga keladi. Natijada moddaning fizik xossalari uzgaradi. Bunday utishlarga temir xaroratini 780^0 ga kutarganda ferromagnitlik xossasining yukolishi, uta utkazuvchanlik xodisasi va x.k. kiradi. Faraz kilamiz, kristall jism kizdirilish xaroratining ortishi bilan ma'lum vs - kismda kattik xolatda koladi (1-rasm) s - nukta kristalning erishi nuktasiga tugri keladi va xar xil kristall jism uchun xar xil kiymatga ega. *cd*-qismda kristallga berilgan issiklik uning erishiga sarf buladi- kristall strukturasi buziladi. *d* nukta esa erishning tugash nuktasi, *da*-suyuklikning kizish kismi buladi. Ba'zi kattik jismlar suyuqlikka aylanmasdan, bir yula gaz xolatiga utib ketish xodisasi mavjud bulib, bu jarayon sublimatsiya deyiladi.

Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamasi

Real gazlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi. 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

$$V' = \frac{4}{3} \pi r^3 \approx 4 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3. \text{ Normal sharoitda } 1 \text{ m}^3 \text{ hajmdagi}$$

molekulalar xususiy hajmi

$$nV' = 2,69 \cdot 10^{25} \cdot 4 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3 \quad (2.78)$$

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

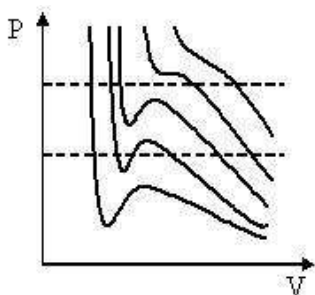
xatolarga olib keladi.

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 (2.10-rasm).

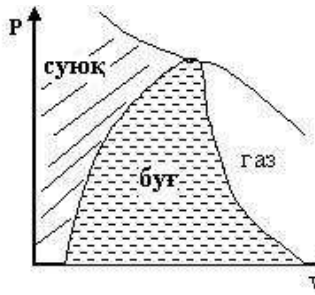
Bu kuchlarning qiymatlari molekulalar orasidagi masofaga bog'liq. O'zaro itarishadigan F_1 kuch va o'zaro tortishadigan F_2 kuch bir vaqtda ta'sir etadi. O'zaro itarishish kuchlari musbat, o'zaro tortishish kuchlarini manfiy deb olamiz. Bu ikki kuchning yig'indisi rasmda uzluksiz chiziq bilan tasvirlangan 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 xarakteriga, $r > r_0$ da esa tortishish xarakteriga ega bo'ladi. Molekulalar bir-biriga d_{eff} (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.

Mendeleev-Klapeyron tenglamasi bilan ifodalangan ideal gazlar real gazlar xossaligidan fark qiladi. Chunki ideal gazlarda molekulalar orasidagi uzaro ta'sir



2.11-rasm



2.12-rasm

kuchlari hisobga olinmaydi. Real gazlarni katta bosim ostida xarorati kandy bulishidan kat'iy nazar sikish kiyinlashadi. Tajribalar shuni kursatadiki, solishtirma issiklik sigimi, kovushoklik kabi fizikaviy kattaliklar xam real gazlarda boshkacha buladi. Molekulalar orasidagi u'zaro ta'sirni

xisobga olmasa xam buladi. Uzaro ta'sir kuchlari-itarishish va tortishish mavjudligidan molekulalarning potentsial-energiya si paydo buladi. Bu potentsial energiya Lenard-Jons formulasida ifodalanadi.

$W_p = -\frac{a_1}{r^6} + \frac{a_2}{r^{12}}$, bu erda a_1 va a_2 lar gazning kimyoviy tabiatiga boglik bulgan musbat koef-fitsientdir. Real gaz molekulalari orasidagi u'zaro ta'sir kuchi: $F = -\frac{dw_U}{dr} = -\frac{a_1}{r^7} + \frac{a_2}{r^{13}}$, Bu tenglamani birinchi xadi Van-der-Vals kuchi deb ataluvchi tortishish kuchi bulib, ular uch xil buladi: Orientatsiya, induksion va dispersion. Bu kuchlarning paydo bulishi elektr tabiatiga ega. Ikkinchi xad u'zaro itarishish kuchi bulib, kvant mexanikasida tushuntiriladi. YUkoridagilarni xisobga olib, golland fizigi Van-Der-Vals real gazlar xolat tenglamasini yaratdi.

Xar bir real gaz molekulasi $V = \frac{1}{6}\pi d^3$ xajmga ega. Van-der-Vaals buni xisobga oldi. $V^* = V - v$ bu erda $b = 4N_A v$ - Van-der-Valsning xajm kushimchasi b - molekulaning kimyoviy tabiatiga boglik. Real gazlar molekulalari orasida u'zaro ta'sir mavjudligidan, molekulalarning idish devorlariga beradigan bosim ideal gazlarnikidan kichik buladi.

$$P_{ud} = P + \frac{a}{V^2} \quad (2.79)$$

ga teng buladi. a - kushimcha molekula kimyoviy tabiatiga boglik bulgan koefitsient. SHunday kilib 1 mol gaz uchun Van-der Vaals tenglamasi

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (2.80)$$

Istalgan m - massali gaz uchun

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2}\right) \left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (2.81)$$

Van-der-Vaals tenglamasi Xajmga nisbatan kub tenglama bulib, bu tenglamani Van-der-Vaals izotermalari orkali ifodalanadi. (2.11-rasm). T_1 -xaroratda gaz xolatida buladi. T_4 - Xaroratda, AD izobara 4 izotermni uch nuktada (AVS) kesib utadi, ya'ni shu xaroratda bosimning bitta kiymatiga xajmning uchta kiymati tugri keladi. Bu moddani bir vaktning uzida uch xil fazaviy xolatda bulishini kursatadi. Xarorat kutarilishi bilan izotermadagi bukilish kamayib boradi, 2 izotermada tekislanib, K nuqtaga keladi. K nuqtasi tugri keladigan xarorat kritik xarorat deyiladi. (2.12-rasm) $T > T_k$ da gaz suyuklikka aylanmaydi. $T_{n2o} = 647K$, $T_{kne} = 5K$, $T_{kn2} = 33K$. Kritik xaroratda suyukliklar ning sirt tarangligi nolga aylanib suyuklik va tuyingan bug orasidagi fark yukoladi.

2.4. TERMODINAMIKA QONUNLARI. ISSIQLIK MIQDORI.

Issiqlikni ichki energiyaning sifat belgilarini anglatuvchi kattalik deyish mumkin, chunki issiqlik orqali berilgan moddaning temperaturasi yuqori yoki past ekanligi to'g'risida ma'lumot olamiz. Issiqlikni kontakt yoki nurlanish tufayli uzatish mumkin. Birinchidan, temperaturalar har xil bo'lgan moddalar o'zaro bir-biriga tekizilsa, ma'lum vaqtdan keyin har ikki moddaning temperaturalarini 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 *joul*da 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.

Har qanday termodinamik sistema energiyaga ega. Sistemani tashqi maydonlar bilan bog'liq potentsial energiyasi, sistemaning butunligicha harakatidagi kinetik energiyasi termodinamikada ko'rilmaydi. Termodinamikada sistemaning ichki energiyasi bilan shug'ullaniladi.

Sistemaning tashqi muhit bilan ta'sirlashuvda energiya almashinuvi ro'y beradi. Almashish ikki turda ro'y berishi mumkin: tashqi parametrlarning o'zgarishi bilan (ya'ni ish bajarib) va **issiqlik almashish** (δQ) bilan. $\delta Q > 0$ sistemaga issiqlik berilganini bildiradi. Termodinamika *birinchi qonuniga* ko'ra *sistemaga berilgan issiqlik δQ sistemaning ichki energiyasini oshishiga (dU) va tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishga (δA) sarflanadi:*

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (2.82)$$

Ish hajm o'zgarishi bilan bog'liq bo'lsa, birinchi qonun quyidagicha yoziladi:

$$\delta Q = dU + PdV \quad (2.83)$$

Termodinamikaning birinchi qonuni klassik mexanikadan ma'lum bo'lgan energiyaning saqlanish qonunini issiqlik hodisalariga, ko'plab zarralardan tuzilgan sistemalariga qo'llanilishidan iborat.

Sistemaning ichki energiyasi U turli shakllarga ega bo'lishi mumkin, ularning ichida atom va molekulalarning ilgarilanma, aylanma, tebranma harakatlari bilan bog'liq shakllari energiyaga son jihatdan katta hissa qo'shadi. Umumiy holda ichki energiya tashqi parametrlarga va temperaturaga bog'liqdir. Agar ichki energiya issiqlik almashishi hisobiga oshgan bo'lsa, ($dU = \delta Q$), sistemaning temperaturasi ortadi.

Termodinamik jarayon paytida sistemani barcha parametrlari o'zgarishi mumkin. Lekin bunday jarayonni o'rganish murakkabdir. SHuning uchun sistema xarakteristikalaridan biri doimiy bo'lgan jarayonlarni o'rganish qulay va sistema

haqida qo'shimcha ma'lumotlar olish imkoniyatini beradi. Temperatura o'zgarmay qoladigan ($T = \text{const}$) jarayon – *izotermik* deb, issiqlik almashish bo'lmagan ($\delta Q = \text{const}$) jarayon – *adiabatik* deb ataladi. Izoxorik jarayonda – hajm ($V = \text{const}$), izobarik jarayonda bosim ($P = \text{const}$) o'zgarmay qoladi. Quyidagi bo'limlarda bunday jarayonlarni ko'p uchratamiz. Jumladan, sistemaning issiqlik sig'imi o'zgarmay qoladigan ($C = \text{const}$) jarayonlarni – *politrop* jarayon deyiladi. YUqoridagi to'rt jarayon ham politrop jarayonlardir.

Termodinamikaning birinchi qonuni turli amaliy ahamiyatga ega bo'lgan masalalarni hal qilish imkoniyatini beradi.

Ideal gaz molekulasining kinetik energiyasi

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad (2.84)$$

ga teng. Agar gazda molekular soni (1 molda) N_a ga teng deb karasak, u gazning ichki energiyasi

$$u = \frac{3}{2}N_a kT \quad (2.85)$$

Bu erda $N_a k = R$ ekanini xisobga olsak

$$u = \frac{3}{2}RT \quad (2.86)$$

Bu ifoda ideal gaz ya'ni 1 atomli gazning 1 molining ichki energiyasi

$$u = \frac{m}{\mu} \frac{3}{2}RT \quad (2.87)$$

Ixtiyoriy massani gazning ichki energiyasi

Zarraning bitta erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya $U/3N$ sistemaning muhim xarakteristikasi bo'lib, **uni statistik temperatura, absolyut temperatura** deb ataladi, va u quyidagi tenglik bilan kiritiladi:

$$\frac{\theta}{2} = \frac{kT}{2} = \frac{U_k}{3N} \quad (2.88)$$

Bu erda $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ - o'lchamlik va masshtablarni muvofiqlashtiruvchi Boltsman doimiysidir. Temperatura energetik ma'noga egadir, lekin bu ma'lum bo'lmagan davrlarda TSelsiy, Kelvin kabi birliklar kiritilgan edi va ular keng qo'llaniladi. SI xalqaro birliklar sistemasida temperaturani Kelvin birligi qabul qilingan. θ – energiya birligida, T – Kelvin birligida o'lchanuvchi temperaturadir, ular $\theta = kT$ tenglik bilan bog'langan.

$$kT = 2U_k / 3N = U_k / \nu, \quad (2.89)$$

Bu erda $\nu = 3N/2$ sistema erkinlik darajasini xarakterlovchi parametr (erkinlik darajalari sonining yarmi).

Temperatura o'rtacha miqdor bo'lgani uchun **makroskopik**, butun sistemani xarakterlovchi miqdordir. (2.87) va (2.89) ga asosan:

$$kT = \overline{m g_\alpha^2}, \quad \alpha = x, y, z \quad (2.90)$$

$$\frac{3}{2}kT = \frac{\overline{m g^2}}{2} \quad (2.91)$$

Bunda T – makroskopik parametr, temperaturani o'lchovidir. SHu erdagi $\overline{m g_\alpha^2}$ - molekular – kinetik tasavvurlar asosida olingan fizik parametrdir, u ham aynan o'sha fizik mohiyatni, temperaturani tasniflaydi. SHunday qilib bir fizik mohiyat ikki xil ta'riflanar ekan, ular faqat o'lchamlari va masshtablari bilan farqlanadi, (2.91) tenglikdagi k ularni o'lcham va masshtablarini moslashtiruvchi koeffitsientdir.

Jumladan (2.91) ga asosan **energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha teng taqsimlanishi qonuni** kelib chiqadi:

$$\frac{\overline{m g_\alpha^2}}{2} = \frac{kT}{2}$$

Ideal gaz molekulasiining kinetik energiyasi

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad (2.92)$$

ga teng. Agar gazda molekular soni (1 molda) N_a ga teng deb karasak, u gazning ichki energiyasi

$$u = \frac{3}{2} N_a kT \quad (2.93)$$

Bu erda $N_a k = R$ ekanini xisobga olsak

$$u = \frac{3}{2} RT \quad (2.94)$$

Bu ifoda ideal gaz ya'ni 1 atomli gazning 1 molining ichki energiyasi

$$u = \frac{m}{\mu} \frac{3}{2} RT \quad (2.95)$$

Ixtiyoriy massani gazning ichki energiyasi

Zarraning bitta erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya $U/3N$ sistemaning muhim xarakteristikasi bo'lib, **uni statistik temperatura, absolyut temperatura** deb ataladi, va u quyidagi tenglik bilan kiritiladi:

$$\frac{\theta}{2} = \frac{kT}{2} = \frac{U_k}{3N} \quad (2.96)$$

Bu erda $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ - o'lchamlilik va masshtablarni muvofiqlashtiruvchi Boltsman doimiysidir. Temperatura energetik ma'noga egadir, lekin bu ma'lum bo'lmagan davrlarda TSelsiy, Kelvin kabi birliklar kiritilgan edi va ular keng qo'llaniladi. SI xalqaro birliklar sistemasida temperaturani Kelvin birligi qabul qilingan. θ – energiya birligida, T – Kelvin birligida o'lchanuvchi temperaturadir, ular $\theta = kT$ tenglik bilan bog'langan.

$$kT = 2U_k / 3N = U_k / \nu, \quad (2.97)$$

Bu erda $\nu = 3N/2$ sistema erkinlik darajasini xarakterlovchi parametr (erkinlik darajalari sonining yarmi).

Temperatura o'rtacha miqdor bo'lgani uchun **makroskopik**, butun sistemani xarakterlovchi miqdordir. (2.95) va (2.96) ga asosan:

$$kT = \overline{m g_{\alpha}^2}, \quad \alpha = x, y, z \quad (2.98)$$

$$\frac{3}{2}kT = \frac{\overline{m g^2}}{2} \quad (2.99)$$

T – makroskopik parametr, temperaturani o'lchovidir. SHu erdagi $\overline{m g_{\alpha}^2}$ - molekular – kinetik tasavvurlar asosida olingan fizik parametrdir, u ham aynan o'sha fizik mohiyatni, temperaturani tasniflaydi. SHunday qilib bir fizik mohiyat ikki xil ta'riflanar ekan, ular faqat o'lchamlari va masshtablari bilan farqlanadi, (2.99) tenglikdagi k ularni o'lcham va masshtablarini moslashtiruvchi koeffitsientdir.

(2.96)–(2.98) ifodalar temperaturani bir-biriga ekvivalent bo'lgan ta'riflaridir. Jumladan (2.99) ga asosan **energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha teng taqsimlanishi qonuni** kelib chiqadi:

$$\frac{\overline{m g_{\alpha}^2}}{2} = \frac{kT}{2}$$

2.5. Termodinamik jarayonlar va ularning qonunlari

Asosiy termodinamik tushunchalar

Biror moddaning bir butun energiyasi deganda shu moddaning kinetik energiyasi bilan moddaning tashqi kuchlar maydonidagi potentsial energiyasi hamda shu moddani tashkil etgan mikrozarrachalar energiyasi, ya'ni moddaning ichki energiyalarining yig'indisi tushuniladi.

$$W = W_k + W_n + U \quad (2.100)$$

U - ichki energiya tushunchasi molekulalar issiqlik harakatining kinetik energiyasini, molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir potentsial energiyasini va molekulalar ichidagi boshqa energiyalar (atomning molekulalardagi tebranma harakat energiyasi, atom va ionlarning elektron sathlari energiyasi va boshqalar) ni o'z ichiga oladi.

Ideal gaz ichki energiyasi ta'rifi binoan ichki energiya faqat molekulalar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng. V - hajmdagi gaz molekulalarining soni N ga teng bo'lsa, gazning ichki energiyasi

$$U = W_k N = \frac{i}{2} kT \frac{m}{\mu} N_A = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT \quad (2.101)$$

Bir mol gaz uchun ushbu ifoda

$$U = \frac{i}{2} RT \quad (2.102)$$

Bu ifodada i - erkinlik darajalari soni. Bir atomli gaz uchun $i=3$ ga ikki atomli gaz uchun $i=5$ ga uchyoki ko'p atomli bo'lsa, $i=6$ ga teng. (2.78) munosabat **ixtiyoriy m massali ideal gazning ichki energiyasini ifodalaydi**.

Issiqlikni ichki energiyaning sifat belgilarini anglatuvchi kattalik deyish mumkin, chunki issiqlik orqali berilgan moddaning temperaturasi yuqori yoki past ekanligi to'g'risida ma'lumot olamiz. Issiqlikni kontakt yoki nurlanish tufayli uzatish mumkin. Birinchidan, temperaturalar har xil bo'lgan moddalar o'zaro bir-biriga tekizilsa, ma'lum vaqtdan keyin har ikki moddaning temperaturalari 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 **joul**da o'lchanadi. Issiqlik miqdori ham, xuddi bajarilgan ish kabi, holat funktsiyasidir. 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 temperaturasini bir kelvinga oshirish uchun unga berilgan issiqlik miqdori bilan xarakterlanadi. Gazlarning issilik sig'imini o'rganishda solishtirma issiqlik sig'im va molyar issiqlik sig'im tushunchalaridan foydalanamiz.

a) 1 kg gaz temperaturasi 1 K 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 temperaturasi 1 K ga oshirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bilan o'lchanadigan kattalikka **molyar issiqlik sig'im** deb ataladi. Molyar issiqlik sig'im katta S harfi bilan belgilanadi va J/mol·K da o'lchanadi. Bu ikki issiqlik sig'implar orasida quyidagicha bog'lanish bor. Molyar massa μ kg/mol ekanligini eslasak

$$C = \mu c \quad \text{yoki} \quad c = \frac{1}{\mu} C \quad (2.103)$$

munosabat hosil bo'ladi. Ixtiyoriy m massali gazning issiqlik sig'imi esa $mc = \frac{m}{\mu} C$ ga teng bo'ladi.

O'zgarish hajmdagi ideal gazning molyar issiqlik sig'imi deganda 1 mol ideal gaz temperaturasi 1 K ga o'zgarishiga mos keladigan ichki energiya o'zgarishi tushuniladi. Odatda, o'zgarish hajmdagi gazning molyar issiqlik sig'imi S_v bilan belgilanadi

$$C_v = \frac{dU_m}{dT} = \frac{d}{dT} \left(\frac{i}{2} RT \right) = \frac{i}{2} R \quad (2.104)$$

Gazning o'zgarish bosimda molyar issiqlik sig'imini

$$C_p = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU_m}{dT} + \frac{\delta A}{dT}$$

yoki

$$C_p = C_v + \frac{pdV_m}{dt} \quad (2.105)$$

shaklda yozish mumkin. 1 mol gaz uchun yozilgan holat tenglamasi ($RV_m = RT$) ga differentsiyallash amalini qo'llab $RdV_m = RdT$ tenglikni hosil qilamiz. Uni (2.82) ga qo'ysak

$$C_p = C_v + R = \frac{i+2}{2} R \quad (2.106)$$

hosil bo'ladi.

(2.104) ning (2.106) ga nisbatini olsak va γ bilan belgilasak

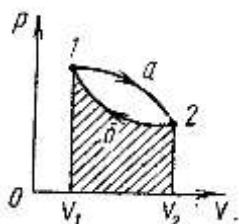
$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i} \quad (2.107)$$

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 $i=6$, $\gamma=8/6=1,33$.

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 qaytib, yana shu yo'l bilan muvozanatsiz holatga o'tadi. Ishqalanish va qarshilik kuchlaridan holi 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 tsilindr idish ichidagi gazni tekshiraylik. Hajm kengayish natijasida sistema 1 holatdan 2 holatga a orqali o'tsin, so'ngra hajmi siqilishi natijasida δ orqali o'zining dastlabki holatiga qaytib kelsin (7.7-rasm).



2.13-rasm

Bunda bosim va hajm o'zgarishi orqali yuz bergan jarayonda bajarilgan ishni quyidagi formula orqali aniqlasak:

$$dA = PdV \text{ yoki } A = \int_1^2 PdV \quad (2.108)$$

u musbat bo'lib, son jihatdan $1a-2V_1V_21$ egri chizig' bilan chegaralangan yuzaga teng. Gazning siqilishida bajarilgan ish manfiy bo'lib, u son jihatdan $2V_2V_11\delta 2$ egri chiziq ostidagi yuza orqali aniqlanadi. U holda aylanma jarayonda bajarilgan ish $1a-2V_1V_21$ holda $2V_2V_11\delta 2$ egri chiziqlar bilan chegaralangan yuzalarning ayirmasi, ya'ni $1a_2\delta_1$ egri chiziq bilan chegaralangan yuza bilan ifodalanadi. Jarayonning qanday o'tish yo'nalishiga qarab bajarilgan ish musbat ($1a-2\delta 1$) va manfiy ($1\delta-2a 1$) bo'lishi mumkin.

Sikl tugagandan keyin sistema dastlabki holatiga qaytib keladi. Shuning uchun holatning har qanday funktsiyasi, masalan, ichki energiya, siklning boshi va oxirida bir xil qiymatga ega bo'ladi.

Termodinamikaning birinchi asosiy qonuni

Termodinamika o'zining ikki fundamental qonuniga tayanadi. Termodinamikaning birinchi asosiy qonuni issiqlik hodisalariga energiyaning saqlanish va bir turdan ikkinchi turga aylanish qonunining tadbig'idan iboratdir. Tsilindrning 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

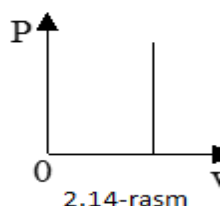
$$Q = \Delta U + A \quad (2.109)$$

Bu bog'lanish **termodinamika birinchi asosiy 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 sistema 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 asosiy qonunini yana shunday ta'riflash mumkin: ***birinchi tur abadiy dvigatel qurish mumkin emas.***

Termodinamikaning birinchi asosiy qonunini differentsial ko'rinishi

$$dQ = dU + dA \quad (2.110)$$

ifodaga ega bo'ladi.

Endi termodinamika birinchi asosiy qonuni ideal gazdagi izojarayonlarga tadbqiq qilaylik.

$V=\text{const}$ hajm o'zgarmaganligi uchun izoxorik jarayonda ish bajarilmaydi, ya'ni, $A=0$. Natijada termodinamikaning birinchi asosiy qonunining ifodasi izoxorik jarayon uchun

$$Q = \Delta U \quad (2.111)$$

ko'rinishda yoziladi.

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 asosiy qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$dA = -dU \quad (2.112)$$

Demak, adiabatik jarayon tashqi jismlar ustida bajarilgan ish ichki energiyaning kamayishi hisobiga bajariladi.

Termodinamik parametrlar

Biror moddaning bir butun energiyasi deganda shu moddaning kinetik energiyasi bilan moddaning tashqi kuchlar maydonidagi potentsial energiyasi hamda shu moddani tashkil etgan mikrozarraçalar energiyasi, ya'ni moddaning ichki energiyalarining yig'indisi tushuniladi.

$$W = W_k + W_n + U \quad (2.113)$$

U - ichki energiya tushunchasi molekulalar issiqlik harakatining kinetik energiyasini, molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir potentsial 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 xarakterlansa, u vaqtda ichki energiya shu holat parametrlarining funktsiyasi bo'ladi, ya'ni $U=f(R, V, T)$.

Ichki energiya holatning bir qiymatli funktsiyasi 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'rifi binoan ichki energiya faqat molekulalar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng. V - hajmdagi gaz molekulalarining soni N ga teng bo'lsa, gazning ichki energiyasi

$$U = W_k N = \frac{i}{2} kT \frac{m}{\mu} N_A = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT \quad (2.114)$$

Bir mol gaz uchun ushbu ifoda

$$U = \frac{i}{2} RT \quad (2.115)$$

Bu ifodada i - erkinlik darajalari soni. Bir atomli gaz uchun $i=3$ ga ikki atomli gaz uchun $i=5$ ga uchyoki ko'p atomli bo'lsa, $i=6$ ga teng. (2.115) munosabat **ixtiyoriy m massali ideal gazning ichki energiyasini ifodalaydi.**

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 **joul**da o'lchanadi. Issiqlik miqdori ham, xuddi bajarilgan ish kabi, holat funktsiyasidir. 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 temperaturasini bir kelvinga oshirish uchun unga berilgan issiqlik miqdori bilan xarakterlanadi. Gazlarning issilik sig'imini

o'rganishda solishtirma issiqlik sig'im va molyar issiqlik sig'im tushunchalaridan foydalanamiz.

a) 1 kg gaz temperaturasi 1 K ga oshirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bilan o'lanadigan kattalikka ***solishtirma issiqlik sig'imi*** deb ataladi. Solishtirma issiqlik sig'imi kichik s harfi bilan belgilanadi va J/kg·K da o'lanadi.

b) 1 mol gaz temperaturasi 1 K ga oshirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bilan o'lanadigan kattalikka ***molyar issiqlik sig'im*** deb ataladi. Molyar issiqlik sig'im katta S harfi bilan belgilanadi va J/mol·K da o'lanadi. Bu ikki issiqlik sig'implar orasida quyidagicha bog'lanish bor. Molyar massa μ kg/mol ekanligini eslasak

$$C = \mu c \quad \text{yoki} \quad c = \frac{1}{\mu} C \quad (2.116)$$

O'zgarmas hajmdagi ideal gazning molyar issiqlik sig'imi deganda 1 mol ideal gaz temperaturasi 1 K ga o'zgarishiga mos keladigan ichki energiya o'zgarishi tushuniladi.

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 qaytib, yana shu yo'l bilan muvozanatsiz holatga o'tadi. Ishqalanish va qarshilik kuchlaridan holi 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 tsilindr 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.

TERMODINAMIK JARAYONLAR VA ULARNING QONUNLARI

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 , temperaturalari $T_1 > T_2$ ikkita jismdan tashkil topgan berk sistema

berilgan bo'lsin. Sistema tarkibidagi jismlar kontaktga keltirilganda, temperaturasi yuqoriroq bo'lgan birinchi jism ichki energiyasining bir qismi pastroq temperaturali 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 qonunini bajarilishi uchun birinchi jismning yo'qotgan issiqligi ikkinchi jism tomonidan qabul qilingan issiqlikka teng bo'lishi etarli. Ammo, bu qonun issiqlik miqdori temperaturasi katta bo'lgan jismdan temperaturasi nisbatdan kichik bo'lgan jismga o'tadimi yoki jarayon aksincha yo'nalishda sodir bo'ladimi buni 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 printsipini tahlil qilish orqali tushunishga harakat qilaylik. Davriy jarayon amalga oshiriladigan qurilmalar uch qismdan - isitkich, ishchi jism va sovutkichdan iborat bo'ladi. Issiqlik mashina isitkichdan Q_1 issiqlik miqdori olib uning bir qismini ishga aylantiradi, qolgan qismi Q_2 ni sovutkichga beradi.

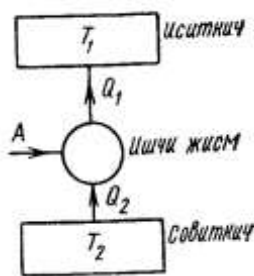
Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni **Plank** tomonidan quyidagicha taoriflangan: ***birdan-bir natijasi issiqlik miqdorini ishga aylantirishdan iborat bo'lgan davriy jarayon amalga oshmaydi.*** Demak, taorifga ko'ra isitkichdan olingan Q_1 issiqlikni batamon ishga aylantirishdan iborat bo'lgan jarayonni amalga oshirib bo'lmaydi. Aslida issiqlik mashinasi davriy ishlab turishi uchun issiqlik miqdorining qandaydir Q_2 qismi sovutkichga berilishi kerak. Isitkichdan olingan issiqlikning qanchalik qo'p qismi ishga aylantirilsa, bu dvigatel shunchalik foydali hisoblanadi. Issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti (FIK)

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < 1$$

bo'ladi, chunki $Q_1 - Q_2 < Q_1$

Bundan ko'rinadiki, η ning qiymati eng yuqori bo'ladigan ideal issiqlik mashinada ham isitkichdan olingan issiqlik miqdorining barcha qismi foydali ishga aylanmaydi.

FIK $\eta=1$ bo'lgan dvigatellar abadiy dvigatellar yoki ***ikkinchi tur perpetuum mobile*** deb ataladi. Osvald taorifi: ***ikkinchi tur perpetuum mobileni qurish mumkin emas.***

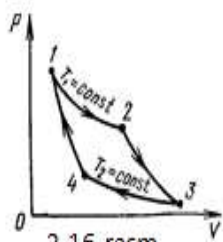


2.15– рasm.

Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni Kelvin tomonidan quyidagicha taoriflangan: **sistemaga oid boʻlgan eng sovuq jismning issiqligini ishga aylantira oladigan issiqlik mashina yaratib boʻlmaydi.**

Termodinamikaning ikkinchi bosh qonunini Klauzius quyidagicha taoriflaydi: **issiqlik miqdori oʻz-oʻzicha sovuq jismdan issiq jismga oʻta olmaydi.** Taorifda koʻrsatilgandek, issiqlik miqdorini sovuqroq jismdan uzatilishi sodir boʻlishi uchun sovutkich mashinalarda (2.15-rasm) ishchi jism ustida ish bajarish kerak. Demak, tashqi kuchlarning bajargan A ishi hisobiga gaz (ishchi jism) sovutkichdan Q_2 issiqlik miqdorini oladi va isitkichga Q_1 issiqlik miqdori beradi.

Shunday qilib, quyidagicha xulosaga kelamiz, yuqorida aytilgan termodinamika ikkinchi bosh qonunining taoriflari mazmunilari bir xil boʻlib, faqat shakllari bilan farqlanib hammasi ham tabiatdagi jarayonlarning sodir boʻlish yoʻnalishini koʻrsatadi.



2.16-rasm

1824-yilda frantsuz injeneri 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 printsipli bilan tanishaylik. Ishchi jism sifatida 1 mol ideal gazdan foydalanib amalga oshirilgan Karno siklining (R,V)

diagrammadagi grafigi 2.16-rasmدا tasvirlangan.

Gazning boshlangʻich holati R_1, V_1, T_1 parametrlar bilan xarakterlansin. Dastlab gazni izotermik ravishda ($T_1 = \text{const}$) kengaytiraylik. Bu jarayonda gaz isitkichidan Q_1 issiqlik miqdori oladi va A_1 ish bajaradi (7.19) ga asosan

$$Q_1 = A_1 = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2.117)$$

hosil qilamiz. Gaz $1 \rightarrow 2$ holatga oʻtganda termodinamik parametrlari oʻzgaradi. Gazning $2 \rightarrow 3$ holatga oʻtkazishda adiabatik kengaytiraylik. 3 holatda uning parametrlari R_2, V_2, T_2 qiymatlarni oladi. Adiabatik kengayishda, ishchi jismning bajargan ishi asosan quyidagicha boʻladi.

$$A_2 = \frac{i}{2} R(T_1 - T_2) = C_v(T_1 - T_2) \quad (2.118)$$

Sistemani $3 \rightarrow 4$ holat boʻyicha izotermik siqaylik, bunda bajarilgan ish

$$A_3 = -Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} \quad (2.119)$$

ga teng. 4 holatda gazning parametrlari R_4, V_4, T_2 qiymatlarni oladi. Temperatura T_2 dan T_1 ga oʻzgarganda adiabatik jarayonning bajargan ishi

$$A_4 = C_V(T_2 - T_1) \quad (2.120)$$

teng bo'ladi (2.95) va (2.97) lardan ko'rinadiki, sikl davomida adiabatik jarayonlarda bajarilgan ishlarning yig'indisi nolga teng bo'lar ekan. Buni hisobga olib sikl davomidagi to'liq ish

$$A = A_1 + A_3 = Q_1 - Q_2$$

teng bo'ladi. Bularidan foydalanib Karno issiqlik mashinasining F.I.K ni topaylik

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3}}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} \quad (2.121)$$

Puasson tenglamasidan foydalansak, 2 va 3 holatlarning parametri orasidagi bog'lanish

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1} \quad (2.122)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Har ikkila 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 F.I.K ni quyidagicha yozamiz:

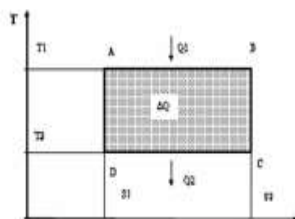
$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (2.123)$$

Demak, ideal gaz bilan ishlaydigan Karno issiqlik mashinaning F.I.K. faqat isitkich va sovutkich temperaturalarining qiymatlari bilan aniqlanar ekan.

Real, qaytmaydigan siklning F.I.K. esa

$$\eta' = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (2.124)$$

bo'ladi. Real mashinalarda energiyaning bir qismi qaytmaydigan tarzda sarflanadi. Demak, real mashinaning F.I.K. ideal mashinaning F.I.K. dan kichikroq bo'ladi.



2.17-rasm

2.17-rasmda ST tekislikda tasvirlangan yopiq diagrammani o'rganaylik. Sikl izoterma va adiabatlardan iborat bo'lgani uchun ayni shu o'qlarda uni tasvirlanishi qulaydir. Diagrammadagi AV chiziq izotermni tasvirlaydi, bu jarayondagi temperatura doimiy bo'lishiga qaramasdan entropiyani o'sishi (2.125) formulaga binoan sistema isitgichdan issiqlik energiyasini yutayotganidan, sistema izotermik kengayayotganidan darak beradi. Bu oraliqdagi yutilgan issiqlik miqdori entropiyaning o'sishi bilan aniqlanadi: $Q_1 = T_1(S_2 - S_1)$. CD izotermada entropiyani kamayishi sistema issiqlikni (sovitgichga) berayotganidan darak beradi: $T_2(S_1 - S_2) < 0$

Bu issiqlik modulini Q_2 deb belgilaylik: $Q_2 = T_2(S_2 - S_1)$. VS va DA chiziqlarda entropiyaning oimiyliigi issiqlik almashinuvi yo'qligidan darak beradi.

Karno sikli uchun:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (2.125)$$

bo'lib, bu nisbat jarayonda ishtirok etayotgan moddanning turiga, hossalariga bog'liq emas. Q_1 va Q_2 miqdorlarni o'lchashda qiyinchilik yo'q. Temperaturalaridan biri ma'lum bo'lsa (reper nuqta bo'lsa), (1) ga asosan ikkinchi temperaturani aniqlash mumkin. SHunday qilib Karno sikli asosida termodinamik (absolyut) temperaturalar shkalasini yaratish mumkin. Bunday shkala asosida turli boshqa termometrlarni darajalash va qo'llash mumkin.

Butun Karno siklida issiqlik almashinuvi

$$A = Q_1 - Q_2 = (T_1 - T_2)(S_2 - S_1) \quad (2.126)$$

bo'lib, diagrammaning yuzasiga tengdir. Siklning foydali ish koeffitsienti esa:

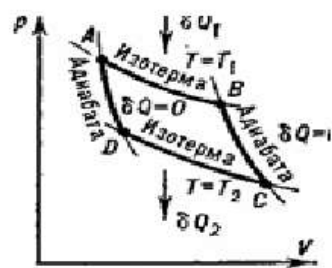
$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (2.127)$$

Siklining foydali ish koeffitsienti **faqat temperaturalarga bog'liq ekan** (buni **Karnoning birinchi teoremasi** deyiladi). Eng muhimi, bajarilgan ish va issiqlik mashinasining FIK **ishchi sistemaning tuzilishiga, moddasiga bog'liq emasdir**. Karno siklidan faqat gazlardan emas, suyuqlikdan ham foydalanish mumkin. Masalan, issiqlikni izotermik yutilishi suyuqliklarni bug'lanish jarayonida amalga oshishi mumkin (bunda bosimni statsionar saqlasak, temperatura ham doimiy saqlanadi). Sistemaning izotermik siqilishi esa bug'ni kondensatsiyalash bilan amalga oshirilishi mumkin. Karno siklini moddanning magnit, kristallic va boshqa hossalaridan foydalanib amalga oshirish mumkin. Issiqlik mashinalarining, moddalarning hossalaridan qat'iy nazar olib borilgan ilmiy izlanishlar shunday umumiy xarakterda bo'lgan ilmiy natijalar olish imkoniyatini berdi.

(2.123) ifodaga muvofiq, FIKni sovitgichning temperaturasi cheklab turadi. Uni qiymati atrof muhitda bor eng past temperatura bilan chegaralangandir. Ilmiy jihatdan (keyingi bo'limga qarang), absolyut nol haroratga umuman erishib bo'lmaydi. Demak issiqlik mashinalarining FIK hamma vaqt birdan kichikdir. Isitgichning temperaturasini oshishi FIK oshishiga olib keladi.

Karno teoremasi issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsientini isitgich va

sovitgichni temperaturasi bilan ifodaladi, va shunday yo'l bilan turli tuman siklik jarayonlarning maksimal FIK aniqlab berdi, real mashinalarning FIK bilan solishtirish uchun nazariy chegarani aniqlab berdi. Termodinamikada Karno siklidan tashqari Otto siklini, Dizel siklini, Trinkler siklini, reaktiv dvigatellarning ish jarayonini ifodalovchi turli sikllarni o'rganiladi. Karno sikli ularning orasida maksimal FIK ta'minlovchi sikl bo'ladi.



2.18-rasm

Karno sikli ideal gaz bilan amalga oshirilayotgan bo'lsin (2.18-rasm). Ideal gaz batafsil o'rganilgani uchun, Karno teoremasini entropiya tushunchasidan foydalanmasdan isbotlash mumkin. Ideal gaz energiyasi hajmga bog'liq bo'lmay, faqat temperaturaga bog'liq bo'lgani uchun, siklning izoterma qismlarida almashinayotgan issiqlik miqdori faqat bajarilayotgan ishga tengdir:

$$Q_1 = P_1 V_1 \ln(V_2 / V_1) \quad (2.128)$$

$$Q_2 = P_3 V_3 \ln(V_3 / V_4) \quad (2.129)$$

(ajralib chiqayotgan issiqlikning moduli yozildi). Hajmlarni nisbatini ikkita adiabatik jarayonni o'rganib topishimiz mumkin:

$$P_2 V_2^\gamma = P_3 V_3^\gamma \quad (2.130)$$

$$P_1 V_1^\gamma = P_4 V_4^\gamma \quad (2.131)$$

Bu tenglamalarni tomonlarini mos ravishda bo'lib yuborsak:

$$\left(\frac{P_2 V_2}{P_1 V_1} \right) \frac{V_2^{\gamma-1}}{V_1^{\gamma-1}} = \left(\frac{P_3 V_3}{P_4 V_4} \right) \frac{V_3^{\gamma-1}}{V_4^{\gamma-1}} \quad (2.132)$$

Har bir qavsda bitta izotermaga tegishli miqdorlar turipti, shuning uchun qavslar birga tengdir. Unda (2.132) tenglikdan

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (2.133)$$

Demak logarifmlar teng ekan. (2.133) dan foydalanib jarayonni FIK ni hisoblaymiz:

$$\eta = (Q_1 - Q_2) / Q_1 = (P_1 V_1 - P_2 V_2) / P_1 V_1 \quad (2.134)$$

Ideal gaz holat tenglamasidan foydalansak, $\eta = (T_1 - T_2) / T_1$ ekanligi isbotlanadi.

2.6. Suyuqliklar mexanikasi elementlari.

Issiqlik harakati

1. Biz fizika fanining alohida bo'limi – *molekulyar fizikani* o'rganishga kirishamiz, bunda jismlarning agregat holatlari va hossalari ularning tuzilishiga, jismlarni tashkil qilgan zarralar orasidagi o'zaro ta'sirga va zarralarning harakat xarakteriga bog'lanishi qarab chiqiladi.

Hamma jismlar uzluksiz xaotik issiqlik harakatda bo'lgan atom, molekula yoki ionlardan tashkil topganligi bundan ancha oldin isbotlangan. Bunday tasavvurlarga asoslangan moddaning tuzilish nazariyasi molekulayar-kinetik nazariya deyiladi. Uning asosilari XVIII-asrning 40-yillarida M.V. Lomonosov tomonidan yaratilgan edi. U bu nazariyaning dastlabki qonun-qoidalarini shakllantirdi va uni turli hodisalarni tushuntirishga tadbiiq etdi. Lomonosov barcha moddalar qandaydir miqdordagi "elementlarni" o'z ichiga olgan "korpuskulalardan" tashkil topgan deb hisobladi. Yuz yil o'tgandan keyin bu atamalarni molekula va atom deb tushunish kerakligi ma'lum bo'ldi. Mana, misol uchun Lomonosov, R.Boyl (1611) va undan mustaqil holda E.Mariott kashf etgan Boylp-Mariott qonunining to'g'riligini shunday isbotlaydi. Soddalik uchun, aytaylik, gaz tomonlari a, hajmi $V=a^3$ bo'lgan kub shaklidagi* idishda joylashgan va gaz zarralari idish devorlariga tik holda harakatlanayotgan bo'lsin. Lomonosov gaz bosimi, uning zarralarini idish devorlariga urilishlari natijasi deb hisobladi. Agar kubning tomonlari ikki marta kichiklashsa, demak, mos holda idish hajmi $V_1 = a^3/8=V/8$ bo'lib qolsa, bosim qanday o'zgaradi? Ma'lum bo'lishicha, u sakkiz marta ortishi kerak: ikki marta –har bir zarracha bosib o'tadigan idish devorlari orasidagi masofa ikki marta qisqargani uchun va to'rt marta – idish devorlarining yuzasi to'rt marta kamayishi hisobiga. Shunday qilib, gazning yangi bosimi $p_1 = 8p$ bo'ladi. Demak, $pV = p_1V_1$. Bu Boyl-Mariott qonunining o'zidir.

O'tgan yuz yillikning ikkinchi yarmida modda tuzilishi va xossalarining molekulayar-kinetik nazariyasi ko'p mashhur fiziklar (J.Joul, R.Klauzius, J.K. Maksvell, L.Bolsman va boshqalar)ning ishlarida har tomonlama rivojlantirildi va fizika, ximiyaning ko'p sohalariga tadbiiq etildi. Molekulayar-kinetik nazariya to'g'riligining ekspremental sinovi Broun harakati, diffuziya jarayoni, issiqlik o'tkazuvchanlik va boshqa hodisalarni tushuntirib berilishi bo'ldi.

2. Molekulayar-kinetik nazariyaning fizika taraqqiyotidagi beqiyos roli shundan iboratki, u jismlardagi molekulalarning harakat xarakteri bilan u yoki bu yo'sinda bog'liq bo'lgan fizik hodisalarni o'rganishga yagona yondoshish imkonini berdi. Turli agregat holatlardagi jismlarning ko'p xossalari gazlar, suyuqlar va qattiq jismlardagi atom va molekulalar harakat xarakteridagi tafovut bilan tushuntiriladi. O'z navbatida, moddaning uch xil agregat holatlarida issiqlik harakatining xususiyatlari, molekulalar orasida o'zaro tortishish va itarish kuchlari ta'sir etishi bilan bog'liqdir. Molekulalar orasidagi o'rtacha masofa qancha kichik bo'lsa, bu kuchlar shuncha yuqori darajada o'zini ko'rsatadi.

Uncha ko'p siqilmagan gaz molekulalari orasidagi o'rtacha masofa shunchalik kattaki, molekulalararo o'zaro ta'sir kuchlari molekulalarning harakatiga deyarli ta'sir

* Lomonosov sferik shaklidagi idishdagi gazni olib tekshirgan.

qilmaydi. Shuning uchun etarli darajada aniq bilan hisoblash mumkinki, molekulalar bir-biri bilan o‘zaro to‘qnashguncha yoki gaz joylashgan idish devorlariga urilguncha to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qiladilar.

3. Kristall holatdagi qattiq jismlarda zarrachalar (atomlar, molekulalar yoki ionlar) orasidagi o‘zaro ta’sir kuchlari juda katta. Qattiq jism zarralari orasida tortishish va itarish kuchlarining bir vaqtda ta’sir etishi shunga olib keladiki, bu zarralar bir-biridan katta masofaga uzoqlasha olmaydilar. Ular *kristall panjara tugunlari* deb ataluvchi biror o‘rtacha muvozanat vaziyatlar atrofida tebranishlar sodir qiladilar.

4. Suyuqlik molekulalarining issiqlik harakati yuqorida ko‘rib o‘tilgan ikki harakat turlarining o‘rtasidagi oraliq xarakterga ega bo‘ladi. Unda qattiq jismlar va gazlar zarralarining issiqlik harakatiga xos tomonlar ham kuzatiladi. Molekula qandaydir vaqt biror muvozanat vaziyati atrofida tebranadi va “o‘troq” holatda bo‘ladi, dam-badam molekula o‘lchamiga yaqin masofaga siljiydi. Shunday qilib, molekula bir “o‘troq” holatda bo‘lgandan keyin, boshqa o‘troq holatga ko‘chadi. Bundan ko‘rinagiki, suyuqlik molekulalari ham tebranadilar, ham idish hajmi bo‘ylab asta-sekin ko‘chadilar.

Tadqiqotning statistik va termodinamik usullari

1. Har qanday jismda atomlar (yoki molekulalar) soni beqiyos ko‘p. Masalan, odatdagi bosim va temperaturalarda 1m^3 gazda 10^{25} tartibda molekula, suyuq va qattiq jismlarda 10^{28} tartibda molekula bor.

Agar har bir atomning (yoki molekulaning) harakati klassik mexanika qonunlariga bo‘ysunadi desak, bunday ko‘p sondagi molekulalar harakatining differensial tenglamalar sistemasini amalda hatto yozish mumkin emas*. Ammo, bunday tenglamalar sistemasi yozilganda ham, ularning echimi haqida hech narsa deyish mumkin emas (hatto eng mukammal EHM lari yordamida ham). Shuning uchun jismning alohida molekulasi (yoki atomi)ning hatti-harakati, masalan uning traektoriyasi, vaziyatining o‘zgarish ketma-ketligi va tezligini klassik mexanika usullari bilan o‘rganib bo‘lmaydi, chunki ular vaqt o‘tishi bilan tasodifiy ravishda o‘zgaradi.

2. Juda ko‘p zarralardan tashkil topgan makroskopik sistemalarning fizik xossalari bir-birini o‘zaro to‘ldiruvchi ikki xil - statistik va termodinamik usullar bilan o‘rganiladi. *Statistik usul* ehtimolliklar nazariyasidan va o‘rganilayotgan sistema tuzilishining aniq modellaridan foydalanishga asoslangan. Koordinatalari va impulsleri vaqtning har qanday momentida tasodifiy bo‘lgan ko‘p sonli zarralar umumiy hatti-harakatida o‘ziga xos *statistik qonuniyatlar* nomoyon bo‘ladi. Masalan, gazda molekulalar issiqlik harakat tezliklari va ular energiyalarining o‘rtacha qiymatlarini

* Buning uchun Yer yuzasidagi qog‘ozlarni hammasi ham etmas edi!

gaz temperaturasiiga bir qiymatli bog'lanishda aniqlash mumkin. Shuningdek, qattiq jism zarralarining o'rtacha tebranma harakat energiyasini temperaturaga bog'lanishini ham topish mumkin. Çarralar makroskopik sistemasining xossalari nafaqat zarralarning individual xususiyatlari, balki ularning birgalikdagi harakatining o'ziga xosligi va zarralar dinamik xarakteristikalarining o'rtacha qiymatlari(o'rtacha tezlik, o'rtacha energiya va boshqalar) tufayli ham kelib chiqadi. Makroskopik sistemalar fizik xossalarini statistik usul yordamida o'rganiladigan nazariy fizikaning bo'limiga *statistik fizika* deyiladi. Sistemaning alohida zarrasi harakatini ifodalovchi dinamik qonuniyatlar bilan statistik qonuniyatlar orasidagi aloqa shundan iboratki, alohida zarraning harakat qonunlari butun sistema bo'yicha o'rtachalashtirilgan keyin, u statistik usul bilan ifodalanuvchi zarralar sistemalarining xossalarini aniqlaydi.

3. Fizik hodisalarni tagqiqot qilishining statistik usulidan tashqari *termodinamik usuli* ham bor, bunda o'rganilayotgan jismning ichki tuzilishiga va uning alohida zarrasining harakat xarakteriga e'tibor berilmaydi. Termodinamik usul sistemada sodir bo'luvchi energiyaning turli xil aylanishlaridagi miqdoriy munosabatlarni va shart-sharoitni tahlil qilishga asoslangan. Energiyaning turli ko'rinishlari orasidagi munosabatlar, tekshirilayotgan sistema qatnashayotgan turli xil jarayonlarda sistemalarning fizik xossalarini o'rganishga imkon beradi. Makroskopik sistemaning fizik xossalarini termodinamik usul bilan o'rganadigan nazariy fizikaning bo'limiga *termodinamika* deyiladi.

Termodinamika tajriba orqali o'rnatilgan ikki qonunga - termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlari, hamda Nernstning issiqlik haqidagi teoremasi yoki termodinamikaning uchinchi qonuniga tayanagi. Oxirgi qonunni qo'llash, nisbatan uncha ko'p bo'lmagan masalalarni echish uchun zarurdir. Termodinamika qonunlari turli sharoitlardagi makroskopik sistemalarning fizik xossalari haqida ko'pgina ma'lumot olishga imkon beradi. Bunda o'rganilayotgan sistemaning ichki tuzilishi va sistema jismlari tashkil topgan zarralarning harakat xarakteri haqidagi aniq tasavvurlardan foydalanish kerak emas. Termodinamikaning ustunligi ham mana shundadir. U fizikaning turli bo'limlariga (masalan, molekulyar fizika, elektrodinamika va h.k.) taalluqli bo'lgan hodisalarni o'rganishga qo'llanilishi mumkin. Moddaning ichki tuzilishi asosiy rol o'ynaydigan hodisalarni o'rganishda termodinamika ojizlik qiladi.

Termodinamik sistemalar. Termodinamik parametrlar va jarayonlar

1. Termodinamik usullar bilan ko'rilayotgan va fikran ajratilgan makroskopik sistemalar *termodinamik sistemalar* deyiladi. O'rganilayotgan sistema tarkibiga kirmagan barcha jismlar tashqi jismlar yoki tashqi muhit deyiladi. Energiya va modda almashinuvi sistema ichidagi uning bo'laklari o'rtasida va shuningdek sistema bilan

tashqi muhit orasida sodir bo'lishi mumkin. Sistemani tashqi muhitdan izolyatsiya qilishning mumkin bo'lgan usullariga qarab bir necha termodinamik sistemalarni farqlaydilar.

Tashqi muhit bilan modda almashishi mumkin bo'lgan termodinamik sistemaga *ochiq sistema* deyiladi. Bunday sistemalarga tipik misol qilib barcha tirik organizmlarni, hamda bug'lanish va qaynash tufayli massasi uzluksiz kamayadigan suyuqlikni olish mumkin. *Yopiq sistema* tashqi muhit bilan modda almasha olmaydi. Biz bundan keyin kimyoviy tarkibi va massasi o'zgarmaydigan yopiq sistemalarni ko'rib o'tamiz.

Agar sistema tashqi muhit bilan energiya ham, modda ham almasha olmasa, bunday sistemaga *izolyatsiyalangan* (yakkalangan) termodinamik sistema deyiladi. Mexanik nuqtai nazardan yakkalangan, ya'ni ish bajarish yo'li bilan energiya almashinuvi sodir qila olmaydigan sistemalarni *yopiq termodinamik sistemalar* deyiladi. Bunday sistemaga misol tariqasida, o'zgarmas hajmli idishga qamalgan gaz xizmat qila oladi. Agar termodinamik sistema boshqa sistemalar bilan issiqlik almashinuv orqali energiya almasha olmasa, u adiabatik sistema deyiladi. Adiabatik sistemaga misol qilib, issiqlik o'tkazmaydigan qobiq bilan o'ralgan jismni (masalan, Dpyuar idishiga joylashgan gaz yoki suyuqlikni) olishimiz mumkin. Agar, biror jarayonda sistema holatining o'zgarishi etarlicha katta tezlikda sodir bo'lib (masalan, harakatlanuvchi porshenli silindrdagi gaz birdaniga qisilganda), sistema tashqi muhit bilan issiqlik almashishga ulgurmasa, u holda bunday sistemani taxminan *adiabatik sistema* deb hisoblash mumkin.

2. *Termodinamik sistema holatini ifodalash uchun xizmat qiluvchi fizik kattaliklar, termodinamik parametrlar (holat parametrlari) deyiladi.*

Termodinamik parametrlarga misol qilib, bosim, hajm, temperatura, kontsentratsiya va boshqalarni olish mumkin. Termodinamik parametrlar ikki xil bo'ladi: *ekstensiv* va *intensiv*. Birincxilari, berilgan termodinamik sistemadagi modda miqdoriga proporsional, ikkinchilari esa sistemadagi modda miqdoriga bog'liq emas. Eng sodda ekstensiv parametr sifatida sistema hajm V ni olishimiz mumkin. Sistema hajmini uning massasiga nisbatiga teng ν kattalik sistemaning *solishtirma hajmi* deyiladi. Bosim p va temperatura T eng sodda intensiv parametrlardir. *Bosim* deb,

$$p = \frac{dF_n}{dS} \quad (2.135)$$

formula bilan aniqlanuvchi fizik kattalikka aytiladi. Bunda dF_n jism sirtining dS kichik yuzasiga tik ta'sir etuvchi kuchning moduli.

3. Agar bosim va solishtirma hajm tushunarli va sodda fizik ma'noga ega bo'lsa, temperatura tushunchasi esa ancha murakkab va uni aniq tasavvur qilish qiyin. Avvalo

shuni ta'kidlash kerakki, temperatura tushunchasi qat'iy qilib aytganda, faqat sistemaning muvozanat holati uchungina ma'noga ega*.

Muvozanatli holat deganda, tashqi sharoit doimiy bo'lganda sistema parametrlarini o'zgarimasligi va sistemada hech qanday oqimlarni (masalan, energiya va modda oqimi) yo'qligi bilan xarakterlanadigan termodinamik sistemaning holati tushuniladi.

Bu ta'rifdan shu narsa ayon bo'ladiki, parametrlarning doimiyligi tashqi muhitda kechadigan hech qanday jarayonlar bilan bog'liq emas. Boshqacha qilib aytganda muvozanatli holat shunday holatki, tashqi sharoit o'zgarimas bo'lganda termodinamik sistema oxir oqibatda unga o'tadi va shu holatda istagancha uzoq vaqt qoladi. Muvozanatli holatda turgan termodinamik sistemaning hamma qismlarida temperatura bir xil bo'ladi.

Temperaturalari har xil bo'lgan ikki jism orasidagi issiqlik almashish jarayonida temperaturasi yuqori bo'lgan jismdan temperaturasi past bo'lgan jismga issiqlik uzatilishi sodir bo'ladi. Ikkala jism temperaturalari tenglashganda bu jarayon to'htaydi.

4. Muvozanat holatda turgan sistemaning temperaturasi, sistemani hosil qilgan atomlar, molekulalar va boshqa zarralar issiqlik harakati intensivligining o'lchovidir. Temperaturaning molekulyar-kinetik talqini mana shundan iboratdir. Muvozanat holatda turgan va klassik statistik fizika qonunlariga bo'ysunuvchi zarralar sistemasida zarralarning issiqlik harakat o'rtacha kinetik energiyasi sistemaning termodinamik temperaturasi ga to'g'ri proporsional**. Shuning uchun ba'zan temperatura, jismning qizdirilganlik darajasini bildiradi deyiladi.

Temperaturani o'lchashda (uni faqat bilvosita yo'l bilan amalga oshirish mumkin xolos), jismlarning to'g'ridan-to'g'ri yoki bilvosita o'lchash mumkin bo'lgan qator fizik xossalari temperaturaga bog'liqligidan foydaniladi. Masalan, temperatura o'zgarishi bilan jismning uzunligi va hajmi, zichligi, elastiklik xossalari, elektr qarsxiligi va boshqalar o'zgaradi. Shu xossalardan hohlagan birining o'zgarishini temperaturani o'lchash uchun asos qilib olish mumkin. Buning uchun *termometrik jism* deb ataladigan biror jismning berilgan xossasini temperaturaga funksional bog'lanishi ma'lum bo'lishi zarur.

Temperaturani amalda o'lchash uchun termometrik jismlar yordamida aniqlangan temperaturalar shkalasi qo'llaniladi. *Xalqaro yuz gradusli temperatura shkalasida* temperatura Selsiy gradusi ($^{\circ}\text{C}$) bilan ifodalanadi va t bilan belgilanadi, bunda normal $1.01325 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ bosimda muzning erish va suvning qaynash

*Temperatura makroskopik sistema holatining termodinamik parametri ekanligidan ma'lum bo'ladiki, bu tushuncha yakka zarra (atom, molekula va h.k.) uchun ma'noga ega emas.

** Yaqin vaqtgacha u *absolyut temperatura* deb nomlangan.

temperaturalari mos holda 0 va 100 °C dir. *Termodinamik temperatura shkalasida* temperatura Kelpvinlarda (K) ifodalanadi va T bilan belgilanib, *termodinamik temperatura* deb ataladi. Termodinamik temperatura bilan temperaturaning yuz graduslik shkalasi orasida $T=t+273,15$ °C ko‘rinishdagi bog‘lanish bor. $T=0$ K temperatura (yuz gradusli shkalada $t=-273,15$ °C) temperaturaning *absolyut noli* yoki *temperaturalar termodinamik shkalasining noli* deb ataladi.

5. Sistemaning holat parametrlari tashqi va ichki parametrlarga bo‘linadi. Berilgan sistemaga nisbatan tashqi hisoblangan jismlarning fazodagi vaziyatiga va turli xossalari (masalan, elektr zaryadlari) ga bog‘liq bo‘lgan fizik kattaliklarga *sistemaning tashqi parametrlari* deyiladi. Masalan, gaz uchun bunday parametr, gaz joylashgan idishning hajmi V hisoblanadi, chunki hajm tashqi jism bo‘lgan idish devorlarining vaziyatiga bog‘liq. Elektr maydonida joylashgan dielektrik uchun tashqi parametr bo‘lib, tashqi manbalar bilan bog‘langan bu maydonning kuchlanganligi hisoblanadi. Ochiq idishdagi suv uchun atmosfera bosimi tashqi parametr vazifasini bajaradi. Sistemaga nisbatan tashqi jismlarning holatiga hamda shu sistemani hosil qilgan zarralarning koordinata va tezliklariga bog‘liq bo‘lgan fizik kattaliklarga *sistemaning ichki parametrlari* deyiladi. Masalan, gazning ichki parametrlari bo‘lib, molekullarning koordinatalari, harakat tezliklari va gaz zichligiga bog‘liq bo‘lgan uning bosimi va energiyasi hisoblanadi.

Thermodynamic Systems and Surroundings

Thermodynamics involves the study of various systems. A *system* in thermodynamics is nothing more than the collection of matter that is being studied. A system could be the water within one side of a heat exchanger, the fluid inside a length of pipe, or the entire lubricating oil system for a diesel engine. Determining the boundary to solve a thermodynamic problem for a system will depend on what information is known about the system and what question is asked about the system.

1

Termodinamik jarayon deganda, tekshirilayotgan termodinamik sistema holatining termodinamik parametrlarining o‘zgarishi bilan bog‘liq bo‘lgan har qanday o‘zgarish tushuniladi. Agar sistema jarayon davomida cheksiz yaqin termodinamik *muvozanatli* holatlarning uzluksiz qatorini o‘tsa, bunday jarayonga muvozanatli termodinamik jarayon deyiladi. Sistema holati o‘zgarishining realp jarayonlari chekli tezlik bilan sodir bo‘ladi, shuning uchun ular muvozanatli bo‘lishi mumkin emas.

¹ US DOE Fundamentals Handbook. Vol.1.p-26

6. Biroq ravshanki, agar real jarayonlarda sistema holatining o'zgarishi qanchalik sekinlik amalga oshirilsa, u shunchalik muvozanatli jarayonga yaqin bo'ladi. Shuning uchun muvozanatli jarayonlarni *kvazistatik* jarayonlar deyiladi.

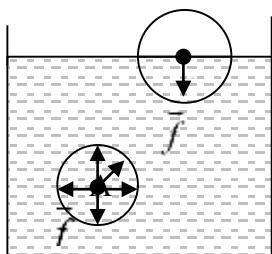
Quyidagi jarayonlar eng sodda termodinamik jarayonlarga misol bo'la oladi:

- a) *izotermik jarayon*, bu jarayonda sistemaning temperaturasi o'zgarmaydi ($T=\text{const}$);
- b) *izoxorik jarayon*, sistemaning hajmi o'zgarmas bo'lgan holda o'tadi ($V=\text{const}$);
- v) *izobarik jarayon*, sistemadagi bosim o'zgarmas bo'lgan holda ro'y beradi ($R=\text{const}$).

Sistema bilan tashqi muhit issiqlik almashmasdan o'tadigan *adiabatik jarayon* ham muhim ahamiyatga ega.

Moddalarning tuzilishi. Suyukliklar va qattiq jismlar orasidagi ayrim o'xshashliklar

Ma'lumki, gazlarning molekulalari nisbatan erkin bo'lib, tartibsiz harakat qiladilar. Suyukliklar-shaklan tez uzgaruvchan bulib, sikilish kobiliyati gazlarga nisbatan juda kichik. Suyuklik molekulalari orasidagi u'zaro ta'sir kuchi gaz molekulalarining u'zaro ta'siridan katta, shu sababli molekulalarning u'zaro ta'sir kuchi suyukliklar uchun juda muxim axamyatga ega. Suyuklik molekulalari suyuklikning sirtida va ichida xar xil potentsial energiyaga ega, shu sababli suyuklik sirtining xossalari suyuklikning ichki kismi xossalalaridan fark kiladi. Suyuklik ichidagi A molekula atrofidagi molekulalar bilan u'zaro ta'sir kilib, bu kuchlar u'zaro ompensatsiyalangan buladi. V molekulaning suyuklik sirtidan yukori kismidagi energiya kompensatsiya kilingan bulib, f kuch molekulani suyuklik ichiga (pastga) tortadi, chunki bu molekulaga ta'sir etuvchi kuchlar tula kompensatsiya kilinmagan. Demak suyuklik sirtdagi barcha molekulalarga, ularni pastga, suyuklik ichkarisiga tortuvchi kuchlar ta'sir etadi.



YA'ni, suyuklikning sirt katlami suyuklikka ma'lum bosim beradi, bu bosim molekular bosim deyiladi. Natijada suyuklikning sirtki katlamidagi molekulalar xajmidagi molekulalarga nisbatan ortikcha potentsial energiyaga ega buladi. Bu energiya sirt energiyasi yoki erkin energiya deb ataladi.

Sirtdagi suyuklik molekulalari, suyuklik ichidagi molekulalarga nisbatan ortikcha energiyaga ega bulib, uning sirt katlamida taranglikni xosil kiladi. Sirt taranglik kuchi:

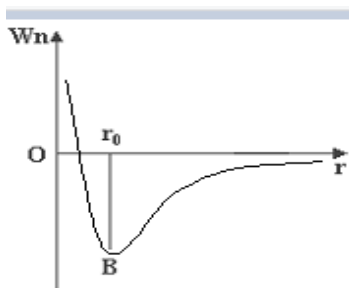
$$F=\alpha l \quad (2.136)$$

Bunda α - sirt taranglik koeffitsienti: ℓ - suyuklik sirt chegarasi uzunlik birligi, - α , n/m xisobida ulchanib, suyuklikning tabiatiga, tarkibiga va xaroratiga boglik. Suyukliklarda molekulalar ichki bosimi bulishi real gazlar bilan suyukliklar urtasida umumiylik borligidan dalolat beradi. Bu umumiylik asosida molekulalarning u'zaro ta'siri yotadi.

Suyukliklar bilan kattik jismlar urtasida xam umumiylik bor, suyukliklarning

kup xossalari kattik jismlar xossalariiga uxshab ketadi. Bu uxshashlik kattik jismlar eriganda yoki erigan kattik jismlar kotganda kuprok namoyon buladi.

Qattiq jismlarda zarralar (molekulalar, atomlar, ionlar) geometrik jihatdan qatoiy 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.



2.19-rasm

Moddalarning qattiq, suyuq va gazsimon holatlari orasidagi farqning fizik mohiyatini molekulalarning o'zaro ta'sir potentsial egri chizig'i yordamida yana ham aniqroq tushuntirish mumkin.

Molekulalarning hosil bo'lish mexanizmlari muhokama etilganda, bog'lanish tabiatidan qatoiy 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 2.19 – rasmda ordinatalar o'qi bo'ylab molekulalar o'zaro ta'sir potentsial energiyasi W_n abstsissa 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 potentsial chuqurning tubi sathidan boshlab qo'yamiz. Agar molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi potentsial o'raning chuqurligidan ancha kam ($W_k \ll W_n(r_0)$) bo'lsa, u holda molekulalar potentsial 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 potentsial o'raning chuqurligidan bir oz kam bo'lsa ($W_k \ll W_n(r_0)$), u holda molekulalar ancha katta tebranma harakatda bo'ladi, biroq bari bir potentsial o'rada qoladi. Bu hol moddaning suyuq holatiga tug'ri keladi.

Agar molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi potentsial o'ra chuqurligidan ancha katta bo'lsa ($W_k \gg W_n(r_0)$), 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. (2.19-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 batafsiloq ko'raylik.

Atomlar orasidagi masofa r_0 bo'lganda tortishish va itarishish kuchlari tenglashadi, ya'ni ularning teng ta'sir etuvchisi nolga, sistemaning potentsial energiyasi minimal qiymatga ega bo'ladi, natijada sistema mustahkam muvozonat 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. Kristallning 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 kristali oktaedr (sakkiz qirrali) va hokazo shaklda bo'ladi. Har bir kristall moddani chegaralovchi sirtlari (yoqlari) orasidagi burchak qatoiy 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 navvot 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 qatoiy simmetrik joylashgan demakdir; zarralar joylashgan o'rinlar *panjaraning tugunlari* deyiladi.

Eng sodda fazoviy panjara osh tuzi (NaCl) ning kristall panjarasi bo'la oladi. Uning a qirrali elementar yacheykasi (rasmda u qora chiziqlar bilan ajratilgan) natriyning musbat ionlari va xlorning manfiy ionlardan 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.

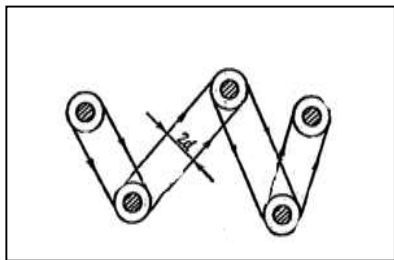
Molekulyar harakatlar va ko'chish hodisalari

Normal sharoitda molekulalarning tezliklari katta bo'ladi, ayrim zarralarning tezligi tovushning tezligidan ham ortiq bo'ladi. Diffuziyani tezligi bundan o'nlab marta kichikdir. Bunday katta tafovutning sababi nimada ekan degan savol tug'iladi. Aftidan, molekulalar erkin, to'g'ri chiziqli harakatlana olmasdan, balki Brown harakatidagi kabi o'zaro to'qnashib, sochilib, siniq chiziq bo'ylab harakatlanadi. Bunday to'qnashuvlar tasodifiy bo'lishi tabiiydir, lekin tasodifiy miqdorlarning ham o'rtacha qiymatlari bo'ladi, o'rtacha qiymatidan chetlashishi bo'ladi, xullas to'qnashuvlar statistik tarzda tafsiflanadi. Gaz molekulalarining bunday tasodifiy tarzda to'qnashuvlari ko'chish jarayonlarini tushuntirishda asosiy ahamiyatga ega.

Gaz zarralarining ikki to'qnashuv orasidagi o'rtacha erkin yugurish yo'lini $\bar{l}$ deb belgilanadi. Zarralarni o'rtacha tezligi $\bar{g}$, vaqt birligidagi to'qnashuvlarni o'rtacha soni z bo'lsin, ular orasida

$$\bar{g} = \bar{l} z \quad (2.137)$$

bog'lanish o'rinlidir. To'qnashuvlarni ko'pligi zarralarning o'lchamlariga va kontsentratsiyasiga bog'liqdir. Soddalik uchun zarralarni



d diametrli sferik qattiq zarralardan iborat bo'lsin. Bitta zarra harakatda, qolganlari tinch turgan bo'lsin. Agar harakat paytida ikkinchi shunday zarra markazi birinchi, harakatdagi zarra markazidan d yoki kichikroq masofada bo'lsa, to'qnashuv ro'y beradi (1-rasm).

SHuning uchun zarrani effektiv kesimi $\sigma = \pi d^2$ deb olinadi (zarraning kesim yuzasidan 4 marta ortiq). Vaqt birligida zarra $\bar{g}\sigma$ hajmni bosib o'tadi, demak $z = n\bar{g}\sigma$ to'qnashuv ro'y berishi kerak (n - zarralar kontsentratsiyasi). Buni (2.137) ga qo'ysak, $\bar{l} = 1/n\sigma$ natijaga kelamiz.

Real holda zarralarning hammasi ham issiqlik harakatida bo'ladi, ularning orasidagi nisbiy tezlik o'rtacha tezlikdan $\sqrt{2}$ marotaba ortiq bo'ladi, birlik vaqtdagi to'qnashuvlar soni ham $\sqrt{2}$ marotaba ortiq

$$z = \sqrt{2}n\bar{g}\sigma, \quad (2.138)$$

erkin yugurish yo'li esa $\sqrt{2}$ marta kamroq bo'ladi:

$$\bar{l} = 1/\sqrt{2}n\sigma. \quad (2.139)$$



2.20-rasm

Gaz zarralarini qattiq sferalar sifatida tasavvur etish - ilmiy gipotezadan iboratdir. Atom va molekular zaryadli zarralardan (birinchi navbatda elektronlardan) tuzilgan bo'lib, ular turli masofalarda ham ta'sirlashadi, bir-biriga yaqinlashganlarida traektoriyalarini o'zgartirib, sochilishadi (2.20-rasm). Lekin bu sochilishlarni o'rganish uchun effektiv kesim deb nomlanadigan fizik miqdorni

kiritishga hech qanday mone'lik yo'q, va bu tushuncha molekular fizikada unumli ravishda qo'llaniladi. Uni doimiy son emas, sharoit bilan o'zgarishi mumkin bo'lgan parametr sifatida qaralishi kerak. Jumladan σ ning temperaturaga kuchsiz bog'lanishi o'rganiladi.

Issiqlik o'tkazuvchanlik va energiya ko'chshi

Ikki qatlam temperaturallari farqli bo'lsin. Statsionar holatda, ya'ni dinamik muvozanat bo'lganda, ularning orasidagi birlik yuzadan vaqt birligida $n\bar{g}/6$ gaz zarralari bir tomonga, $n\bar{g}/6$ zarralari ikkinchi tomonga o'tib turadi. YUzaning bir tomonidagi temperatura va $\bar{g}$ ortiqroq bo'ladi, lekin u tomondagi zarralar kontsentratsiyasi kamroq bo'lib, ikki tomonga o'tadigan zarralar soni teng bo'ladi. Ikki tomondagi temperatura turlicha bo'lgani uchun, zarralar bilan o'tadigan energiya farqli bo'ladi. Ikki yo'nalishda o'tayotgan ikki zarra uchun:

$$E_+ = E_0 + \Delta E, \quad E_- = E_0 - \Delta E,$$

$$Q = \frac{n\bar{g}}{6}(E_- - E_+) = -\frac{1}{3}n\bar{g}\Delta E$$

YUzani kesib o'tuvchi zarralar o'rtacha $\bar{l}$ masofadan keladi, shuning uchun:

$$\Delta E = \frac{dE}{dz}\bar{l} = \frac{dE}{dT} \frac{dT}{dz}\bar{l}$$

Birlik hajmdagi energiyaning o'zgarishi solishtirma sig'im bilan yozilishi mumkin:

$$n(dE/dT) = \rho c_v. \text{ Unda:}$$

$$Q = -\frac{1}{3}\rho\bar{g}\bar{l}c_v \frac{dT}{dz} = -\lambda \frac{dT}{dz} \quad (2.140)$$

Topilgan natijani (2.140) ifoda bilan solishtirsak, qovushqoqlik η va issiqlik o'tkazuvchanlik λ orasidagi bog'lanish kelib chiqadi:

$$\lambda / \eta = c_v \quad (2.141)$$

Qovushqoqlik gazni zichligiga bog'liq emasdi. Gazni issiqlik sig'imi uning zichligiga proporsional bo'lgani uchun issiqlik o'tkazuvchanlik ham gazning zichligiga proporsionaldir. Issiqlik o'tkazuvchanlik qovushqoqlik kabi temperaturaga bog'liqdir:

$$\lambda \approx \text{const} \sqrt{T}.$$

Suyuq va qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi. Qattiq va suyuq jismlarda issiqlik o'tkazish jarayoni gazlar uchun chiqarilgan, Fure qonunining o'zi bilan ifodalanadi:

$$\Delta Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (2.142)$$

bu erda χ — issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti, $\Delta T / \Delta x$ — temperatura gradienti, ΔS — issiqlik o'tkazilayotgan yuz, Δt — ko'chishning davom etish vaqti. Biroq bu jismlarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti gazlarnikidan ancha katta. Metallarda χ ning qiymati ayniqsa katta bo'ladi. Gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti 10-3, suyuqliklar va metallmas qattiq jismlarda 10-3, metallarda 101 J/(m×sek×grad).

Qattiq va suyuq jismlarda issiqlik o'tkazuvchanlik jismni tashkil qilgan tebranuvchi zarralar (molekulalar, atom, ionlar) ning o'zaro ta'siri tufayli bo'ladi. Temperaturasi yuqori bo'lgan sohalardagi zarralarning eng intensiv tebranishlari qo'shni zarralarga o'tadi va asta-sekin butun jismga tarqaladi. Bundan tashqari metallarda ularning ichida harakatlanadigan erkin elektronlar bo'ladi, shu tufayli issiqlik o'tkazuvchanlik ancha ortadi, erkin elektronlar o'zlarining kinetik energiyalarini yuqori temperaturali sohalardan past temperaturali sohalarga bevosita o'tkazadilar (olib o'tadilar). Issiqlik o'tkazuvchanlik jarayonida erkin elektronlarning roli muhim ekanligi quyidagi dalillar bilan tasdiqlanadi: metallarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ularning elektr o'tkazuvchanlik koeffitsientam taxminan proporsional. Suyuqliklarda (gazlarda ham) issiqlik uzatish jarayonini konvektsiya yo'li bilan tezlatish mumkin, bunda suyuqlikning qizdirilayotgan qismi uning sovuq qismidan pastda bo'ladi.

Qattiq jismning issiqlik o'tkazuvchanligi uning strukturasiga juda ham bog'liq bo'ladi: g'ovak jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi juda kam bo'ladi, chunki g'ovaklarni to'ldirgan gazning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienta ancha kichik bo'ladi.

Qovushqoqlik va impuls ko'chishi

Ichki ishqalanish (qovushqoqlik) gaz va suyuqliklarning xossasi bo'lib, ularni qatlamlari bir-biriga nisbatan harakatlanganda ular orasida qarshilik kuchining vujudga kelishi orqali namoyon bo'ladigan xossadir. Masalan daryodagi suvning pastki, tubdagi qatlami harakatsiz bo'ladi, yuqoriga ko'tarilgan sari suv qatlamlarining tezligi kattaroq bo'ladi. Suvdagi ichki ishqalanish yuqori qatlamlarning tezligini ham cheklab turadi. Qatlamlar orasidagi kuch shu oraliqdagi tekislik yo'nalishida bo'lib, qatlamlar orasidagi tezlikni qanchalik tez o'zgarishiga (tezlikning gradientiga) va yuzaga proporsionaldir:

$$dF = -\eta \frac{\Delta \vartheta}{\Delta z} dS \quad (2.143)$$

Bu kuch Δz masofadagi qatlamlarning tezliklari $\Delta \vartheta$ ga farq qilgani uchun vujudga keladi va shu tezliklarning farqini kamaytirishga harakat qiladi, minus ishora shuni bildiradi. Proportsionallik koeffitsienti η qovushqoqlik koeffitsienti deb ataladi, unga teskari bo'lgan $\varphi = 1/\eta$ miqdor **o'quvchanlik** deb ataladi. Qovushqoqlikning birligi (2.143) ifodadan kelib chiqadi: $[\eta] = \text{kg/ms} = \text{Pa} \cdot \text{s}$.

Ichki ishqalanishli oqimning (2.143) asosiy qonuniyati I.Nyuton tomonidan 1687 yilda aniqlangan edi.

Ichki ishqalanishning sababi – harakatdagi qatlamlardagi molekulalarning o'zaro ta'siri va qatlamlar orasida zarralar almashib turishidan iborat. Bunday jarayonlarni o'rganib, qovushqoqlik koeffitsientini zarralarning xarakteristiklari orqali ifodalash mumkin.

Bu yerda

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{g} \bar{l} \quad (2.144)$$

SHunday qilib gazdagi to'qnashuvlar haqidagi tasavvurlar qovushqoqlik koeffitsientini gaz parametrlari orqali ifodalash imkonini berdi. (2.144) munosabatdan foydalansak qovushqoqlik uchun quyidagini topamiz:

$$\eta = \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{m \bar{g}}{\pi d^2} \quad (2.145)$$

Bunga ko'ra, qovushqoqlik gazning zichligiga bog'liq emas ekan. Demak bosim va kontsentratsiyaga ham bog'liq emas ekan. Qovushqoqlikning bu xossasiga birinchi bor Maksvell e'tibor bergandi. Bosim ortganda qatlamlar orasida o'tuvchi zarralar soni ortadi ($N = n \bar{g} / 6$), lekin ular uzoq masofaga bormaydi, erkin uchish masofasi

$\bar{l} = 1/\sqrt{2}n\sigma$ kichrayib, qatlamlar orasidagi kuch o'zgarmaydi. Qovushqoqlik zarralarni o'rtacha tezligi orqali temperaturaga bog'liqdir: $\eta \approx \text{Const}\sqrt{T}$.

(2.145) ifodaga ko'ra, qovushqoqlikni temperatura bilan o'zgarishini o'rganib, zarralarni effektiv kesimini temperaturaga bog'liqligini aniqlash mumkin.

Suyuqliklarni oqishi yoki turli jismlarni suyuqlikda harakati qovushqoqlikka bog'liq. Masalan ingichka quvur orqali suyuqlikni oqishi paytida quvur devorlari yonidagi suyuqlik harakatsiz bo'ladi, quvur markazida esa tezlik eng katta bo'ladi. Birlik vaqtda quvur orqali o'tgan suyuqlik hajmi η ga teskari proporsional bo'ladi (Puazyoyl formulasi):

$$V = \frac{\pi r^4}{8l\eta} \Delta P \quad (2.146)$$

Bu erda r va l quvurning radiusi va uzunligi, ΔP - suyuqlikni harakatlantiruvchi bosimlar farqi. Formula suyuqlikni laminar oqimi uchun o'rindir. Bu formulaga ko'ra, o'zgarmas bosimda quvur radiusini ikki marta kamayishi o'tayotgan suyuqlik miqdorini 16 marta kamayishiga olib keladi. Bu formulaga asoslangan holda ichki ishqalanishni o'lchash metodlari mavjud. Formula qo'llanilganda u laminar oqim uchun o'rinli ekanligini unutmashlik kerak.

SHarsimon jismni suyuqlik yoki gazdagi harakati paytida unga ta'sir etadigan ishqalanish kuchi tezlikka bog'liq:

$$F = 6\pi\eta r \vartheta \quad (2.147)$$

Bu ifoda Stoks formulasi deyiladi. Agar jism og'irlik va Arximed kuchlarining ta'sirida tekis harakatlanayotgan bo'lsa:

$$6\pi\eta r \vartheta = (4\pi r^3/3)g\Delta\rho \quad (2.148)$$

Bu erda $\Delta\rho$ - suyuqlik va jismni zichliklarining farqi. Kichik zarrani harakatiga ichki ishqalanishning ta'siri ayniqsa sezilarli bo'ladi, uning statsionar harakatini kuzatib, η qovushqoqlikni aniqlash ayniqsa qulaydir.

2.7. Suyuqliklar xossalari

Molekulyar-kinetik va termodinamik usul. Molekulyar fizika va termodinamika jismlardagi mikrosko'pik jarayonlarni ya'ni jismlar tarkibidagi ko'p miqdordagi atomlar va molekulalar bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni o'rganadi. Bu jarayonlarni o'rganishda turli sifatli, lekin bir-birini o'zaro to'ldiradigan ikki usul qo'llaniladi.

3. Statistik (molekulyar-kinetik) usul.

4. Termodinamik usul.

Modda tuzilishini va uni xossalarini molekulyar-kinetik tasavvurlar asosida, ya'ni molekulalar hamma vaqt betartib harakat holatida bo'lishlari va molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjudligi asosida tushuntiruvchi fizikaning bo'limiga **molekulyar fizika** deyiladi.

Tizimni tashkil etuvchi juda ko'p sonli zarralarning ularning dinamik nuqtai nazardan xarakterlovchi fizik kattaliklar yordamida tizim xususiyatlarini o'rganish usuli **statistik yoki molekulyar kinetik** usul deyiladi. Tizimning fizik xususiyatlarini **termodinamik usul** bilan o'rganadigan fizikaning bo'limi **termodinamika** deb ataladi. Energiyani bir- turdan boshqa turga o'tishi va energiya hisobiga ish bajarish bilan bog'liq bo'lgan texnik muammolarning juda katta qismi termodinamik nuqtai nazardan tekshirib hal qilinishi mumkin.

Fizika hodisalarni o'rganishda bir yo'la ham statistik va ham termodinamik usullardan foydalanish natijasida olingan ma'lumotlar bir- birini to'ldiradi. Chunki termodinamik usul orqali hodisani o'rganishda tizimning tuzilishi va uni tashkil etuvchi zarralarning harakatlanish qonunlari hisobiga olinmaydi. Statistik usul esa ko'zatilayotgan hodisani tushunishga va bu hodisaning tizimdagi zarralarning qanday xususiyatlariga bog'liq ekanligini aniqlashga yordam

SUYUQLIKLARNING TUZILISHI

Suyuqliklarda molekulalar gazlardagi molekulalarga nisbatan bir-biriga juda yaqin joylashgan. Agar gazlarda molekulalararo o'zaro ta'sir, Van-der-Vaals kuchlari faqatgina past temperaturalarda va katta bosimlardagina sezilarli bo'lsa, suyuqliklarda bu kuchlar juda sezilarli va asosiy ta'sirlardan biri bo'lib hisoblanadi.

Avvallari suyuqliklar o'z tuzilishiga ko'ra gazlardan farq qilmaydi, faqatgina ular gazlardan molekulalararo masofalarining kichikligi va Van-der-Vaals kuchlarining qiymati bilangina farq qiladi deb hisoblanar edi. Ammo tajribalar shu narsani ko'rsatadiki, suyuqliklar o'z tuzilishi bilan gazlardan ko'ra qattiq jismlarga yaqinroq turar ekan. Masalan, suvning rentgen nurlarida tuzilishini o'rganish bo'yicha olingan tasviri, uning tuzilishi muz kristallining tuzilishi bilan deyarli bir xil ekanligini ko'rsatdi. Lekin, tasvirlar kristall tuzilish suvda muzdagidan ko'ra kuchsizroq

namoyon bo'lishini ko'rsatadi. Bu shu narsaning natijasiki, suyuqlik kristallari, birinchidan juda kichik o'lchamlarga ega, ikkinchidan bu kristalchalarning tugunlaridagi suyuqlik molekulalari qattiq jismlardagi kabi o'troq emas, uchinchidan bu kristalchalar vaqt o'tishi bilan fazoda o'z yo'nalishini o'zgartirib turadi. Panjara tugunida joylashgan molekula molekulalararo masofa tartibida ro'y beradigan tebranishlar bilangina cheklanadi va vaqti-vaqti bilan o'z joyini o'zgartirib turadi.

Molekulalarning kristall panjara tugunidagi o'troqlik vaqti suyuqlik molekulalarining xossalriga, ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlariga, suyuqlikning zichligiga va temperaturaga bog'liq bo'ladi. Molekulalarning bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga ko'chib o'tish kattaligi molekulalararo masofa tartibida, ya'ni 10^{-8} sm atrofida bo'ladi.

SIRT TARANGLIK

Suyuqlik molekulasiga uning atrofidagi molekulalarning tortishish kuchlari ta'sir qiladi. Agar molekula suyuqlik ichida bo'lsa, bu kuchlar o'rtacha hisobda bir-birini muvozanatlaydi. Suyuqlik sirti yaqinidagi, qalinligi molekulyar ta'sir sferasi radiusiga teng bo'lgan qatlamda turgan molekulaga ta'sir qiluvchi natijaviy kuch suyuqlik ichiga tomon yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun suyuqlik molekulalarini suyuqlik ichidan uning sirtiga chiqarish uchun ish bajarish talab qilinadi. Bu ish suyuqlik sirtini ortishiga olib keladi. Suyuqlik sirtini bir-birlikka izotermik ravishda orttirish uchun sarflash kerak bo'lgan ishga **sirt taranglik koefitsiyenti** deyiladi.

$$\sigma = \frac{\Delta A}{\Delta S} \quad (2.149)$$

bu yerda ΔA - suyuqlik sirtini ΔS qadar kattalashtirish uchun bajariladigan ish.

Suyuqlikning sirti suyuqlikning qolgan qismiga nisbatan ortiqcha potensial (erkin) energiyaga ega bo'ladi. Shu sababli sirt taranglik koefitsiyentini suyuqlik sirtining bir birligiga to'g'ri keluvchi suyuqlik sirti erkin energiyasi sifatida ham ta'riflash mumkin.

Ma'lumki, sistemaning muvozanat holatida uning energiyasi minimal bo'ladi. Buni nazarda tutadigan bo'lsak, suyuqlik muvozanat holatida minimal sirtga ega bo'lishi ravshan bo'ladi. Bu esa o'z navbatida suyuqlik sirtining kattalashishiga to'sqinlik qiladigan kuchlar mavjud ekanligini bildiradi. Bu kuchlar sirt taranglik kuchlari deb ataladi. Sirt taranglik kuchlari sirtga urinma ravishda yo'nalgan bo'ladi.

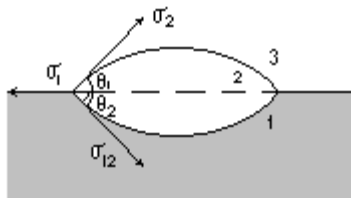
Agar suyuqlik sirtini chegaralovchi chiziqning (ajralish chizig'ining) uzunligi ℓ ga va shu chiziq bo'ylab ta'sir qiluvchi sirt taranglik kuchi f ga teng bo'lsa, u holda sirt taranglik koefitsiyenti quyidagi ifoda yordamida topila-di:

$$\sigma = \frac{f}{\ell} \quad (2.150)$$

(2.122) ifodadan sirt taranglik koeffitsiyentini suyuqlik sirtiga urinma bo`ylab ta`sir qiluvchi va son jihatdan suyuqlik sirti ajralish chizig`ining uzunlik birligiga to`g`ri keluvchi kuchga teng kattalikdir deb ta`riflash mumkin.

IKKI MUHIT CHEGARASIDAGI MUVOZANAT SHARTLARI

Uchta muhit o`zaro chegaradosh bo`lgan holni ko`rib chiqaylik (2.21-rasm).



Bu rasmda ko`rsatilgandek, 2-suyuqlikning tomchisi 1-suyuqlikning sirtida joylashtirilgan. 3-muhit - bu 1 va 2 - suyuqliklar bug`larining havo bilan aralashmasi.

2.21-rasm

Gazsimon muhit suyuqliklarning sirt energiyalariga deyarli ta`sir ko`rsatmaydi deb hisoblaylik. 2-tomchining shakli tegishli ikki muhitning tegishish sirtiga urinma bo`ylab yo`nalgan sirt taranglik kuchlari yoki tegishli sirt taranglik koeffitsiyentlari - σ_1 , σ_2 , va σ_{12} orasidagi munosabatga bog`liq bo`ladi. 2-suyuqlik muvozanatda bo`lishi uchun har uchala sirt taranglik koeffitsiyentlarining vektor yig`indisi nolga teng bo`lishi kerak:

$$\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2 + \vec{\sigma}_{12} = 0 \quad (2.151)$$

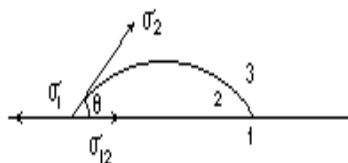
(2.123) ifodani skalyar ko`rinishda yozsak, quyidagi tenglamani olish mumkin:

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_2 \cdot \sigma_{12}(\theta_1 + \theta_2) \quad (2.152)$$

bu yerda θ_1 va θ_2 burchaklar chegaraviy burchaklar deyiladi.

Agar $\sigma_1 > \sigma_2 + \sigma_{12}$ bo`lsa  $\theta_1 + \theta_2 = 0$  bo`ladi va bu holda tomchi 1- suyuqlik sirtida yupqa qatlam tarzida yoyilib ketadi. Bunday holda 1-suyuqlikni 2-suyuqlik tamomila ho`lidaydi deb yuritiladi. Agar  $\sigma_1 < \sigma_2 + \sigma_{12}$  bo`lsa, u holda 2 suyuqlik $\vec{\sigma}_1 = \vec{\sigma}_2 + \vec{\sigma}_{12}$ bo`lgunga qadar tortiladi. Bu holda suyuqlik yosmiqsimon shaklga ega bo`ladi.

Qattiq jism sirtida suyuqlik tomchisi ham o`zini xuddi shunga o`xshash tutadi. (2.22-rasm).



2.22-rasm

Bu hol uchun muvozanat sharti quyidagicha yoziladi:

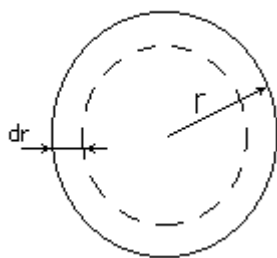
$$\sigma_1 = \sigma_{12} + \sigma_2 \cos \theta \quad \text{yoki} \quad \cos \theta = \frac{\sigma_1 - \sigma_{12}}{\sigma_2} \quad (2.153)$$

θ burchak chegaraviy burchak deyiladi. Agar $\theta=0$ bo'lsa, u holda suyuqlik qattiq jism sirti bo'ylab yupqa qatlam tarzida yoyilib ketadi. Bu hodisa to'la ho'llash deb ataladi. $\theta=\pi$ bo'lgan hol esa qattiq jismning to'la ho'llanmasligiga tegishlidir.

Ko'pincha qisman ho'llash $\left(\theta < \frac{\pi}{2}\right)$ yoki qisman ho'llamaslik $\left(\theta > \frac{\pi}{2}\right)$ oraliq hodisalari kuzataladi.

SUYUQLIKNING EGRI SIRTIDA YUZAGA KELUVCHI BOSIM

Suyuqlik sirtining egriligi shu sirt ostida turgan suyuqlikka ta'sir qiluvchi kuchlarning paydo bo'lishiga olib keladi. Buning ta'sirida sirt ostidagi suyuqlik birmuncha siqilgan bo'ladi, ya'ni u sirtga perpendikulyar va sirtning egrilik radiusi bo'ylab yo'nalgan qo'shimcha bosim ta'sirida bo'ladi.



Faraz qilaylik shar shaklidagi suyuqlik bu bosim ta'sirida o'z hajmini 19-rasmda ko'rsatilgandek dV ga kamaytirgan bo'lsin. Bunda bajarilgan ish suyuqlik sirt energiyasining kamayishi hisobiga bo'ladi.

2.23-rasm

Siqish ishi

$$dA = PdV \quad (2.154)$$

bo'ladi. Sirt energiyasining kamayishi esa

$$dF = \sigma \cdot dS \quad (2.155)$$

ga teng. Shar hajmining va sirtining uning radiusini dr ga kamayishiga mos keluvchi o'zgarishlari quyidagilarga teng bo'ladi:

$$dS = 8\pi r dr, \quad dV = 4\pi r^2 dr \quad (2.156)$$

Bu qiymatlarni (2.154) va (2.155) tenglamalarga qo'yib, hamda $dA = |dF|$ ekanini nazarga olib quyidagini olamiz:

$$P4\pi r^2 dr = \sigma 8\pi r dr \quad (2.157)$$

Bundan suyuqlikka uning egri sirti ko'rsatayotgan bosim uchun quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$P = \frac{2\sigma}{r} \quad (2.158)$$

Agar suyuqlik sirti silindrik shaklda bo'lsa, u holda qo'shimcha bosim quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$P = \frac{\sigma}{r} \quad (2.159)$$

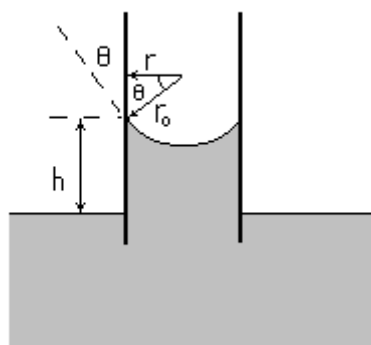
Umumiy holda har qanday shakldagi sirt uchun, sirtning egriligi bilan bogʻliq boʻlgan qoʻshimcha bosim Laplas tenglamasi deb ataladigan tenglama bilan aniqlanadi:

$$P = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.160)$$

Bu yerdagi r_1 va r_2 - sirtning berilgan nuqtasidagi yoki aniqrogʻi sirtning shu berilgan elementi uchun asosiy egrilik radiuslari.

Laplas bosimining taʼsiri kapillyar idishlarda sezilarli boʻladi. Bunday idishlarda suyuqlik sirtining egrilik radiusi suyuqlik solingan idishning oʻlchamlari tartibida boʻladi. Kapillyar idishlarda boʻladigan hodisalar kapillyar hodisalar deyiladi.

Kapillyarlik bilan bogʻliq boʻlgan eng xarakterli hodisalardan biri suyuqlikning kapillyar nayda koʻtarilishidir (2.24-rasm).



2.24-rasm

Bu rasmda suyuqlikli keng idishga tushirilgan ingichka naycha tasvirlangan. Bundagi r - naychani radiusi, r_0 - suyuqlik sirtining egrilik radiusi.

Sirtning egriligidan hosil boʻlgan bosim tufayli naychadagi suyuqlik yuqoriga qarab yoʻnalgan

$$P = \frac{2\sigma}{r_0} \quad (2.161)$$

bosim taʼsiriga duch keladi. Natijada suyuqlik nay boʻylab toki bu bosim suyuqlik ustunining ρgh gidrostatik bosimi bilan muvozanatga kelguncha koʻtariladi. Quyidagi

$$\rho gh = \frac{2\sigma \cos \theta}{r} \quad (2.162)$$

tenglik muvozanat sharti boʻladi, bu yerdagi ρ - suyuqlik zichligi, g - ogʻirlik kuchining tezlanishi. Bu formuladan suyuqlikning nayda koʻtarilish balandligi uchun quyidagini olamiz:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho gr} \quad (2.163)$$

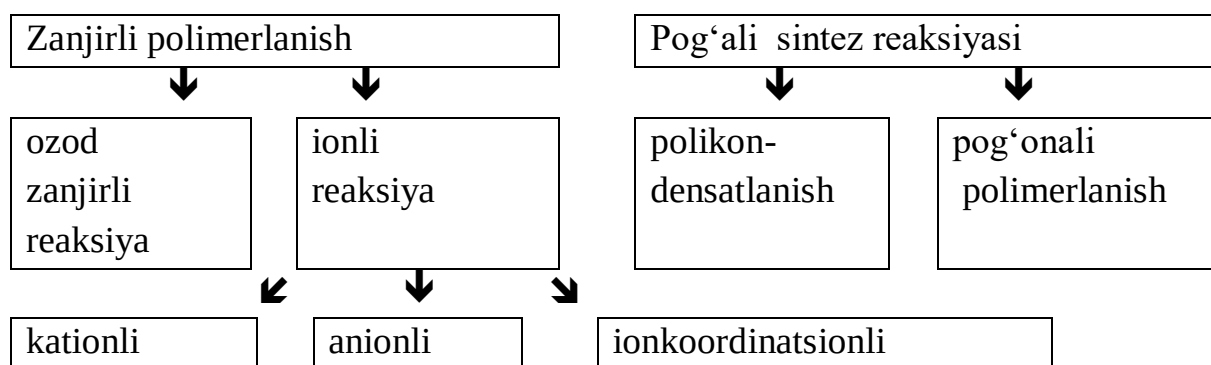
Agar chegaraviy burchak θ oʻtmas boʻlsa, yaʼni suyuqlik kapillyarni hoʻllamasa, h kattalik manfiy boʻladi. Chunki, Laplas bosimi pastga qarab yoʻnalgan boʻladi.

2.8. Polimerlar fizikasi

Ko'p sonli atom guruhlar yoki molekulalari kimyoviy bog'lanib, uzun zanjir tashkil qilgan yuqori molekulyar birikmaga polimer deb aytiladi. Polimerning zanjirli molekulasini makromolekula deyiladi.

a) Elementar zveno, segment, kontur uzunlik, regulyarlik.

Polimerlar asosini *monomerlar* (elementar, qaytariluvchi yoki asosiy zvenolar) tashkil qiladi. Polimerlar asosan monomerlarni polimerlanish va *polikondensatlanish* reaksiyalari orqali birikishi tufayli hosil bo'ladi. Ayrim polimerlar, jumladan, poliamidlar ham polimerlanish, ham polikondensatlanish usullarida olinishi mumkin. Umumiy holda polimerlanish reaksiyasi zanjirli yoki pog'onali bo'ladi. Zanjirli polimerlanish reaksiyasi monomer molekulalarning sikllari yoki qo'sh bog'larning ochilishi tufayli amalga oshadi. Pog'onali sintez esa monomerlarning funksional guruhlarini o'zaro ta'sirlashishi hisobiga amalga oshadi. Polimerlanish reaksiyasi qonuniyatlari turlicha bo'lganligidan kelib chiqqan holda, quyidagicha toifalanadi.



Polimerlarda kimyoviy (kuchli) bog'lar zanjir bo'ylab asosiy bog'lanishlarni va fizik (kuchsiz) bog'lar zanjirlar o'rtasidagi bog'lanishlarni tashkil etadi. Bu ikki xil bog'lanishlar polimerga o'ziga xos fizik-kimyoviy va mexanik xossalarni, jumladan, yuqori darajadagi egiluvchanlik va elastiklikni, hamda plenka va tola hosil qilish kabi muhim xususiyatlarni beradi

Polimerlarda monomerlar soni (n) bir necha 10 dan to 10000 tagacha va undan ham ortiq bo'lishi mumkin. Monomerlar soni 25-30 tadan kam bo'lsa, u holda zanjirli birikma shartli ravishda oligomer deyiladi.

Monomer zvenolar soni polimerlanish darajasi ham deyiladi (I.1.1 jadvalga qarang). Monomer massasining (M_o) uning soniga ko'paytmasi polimer massasi miqdorini (M_n) beradi, ya'ni $nM_o = M_n$.

Monomerlari bir xil kimyoviy tuzilishga ega bo'lgan makromolekula gomopolimer (gomozanjirli) va har xil bo'lsa sopolimer (geterozanjirli) deb ataladi. Agar monomerlarni A, B, C deb belgilasak, u holda quyidagi ketma-ketliklarda gomopolimer

.....AAAAAAAAAAAAAAAAAAAAA.....

va ikkilamchi

,,,,,ABABABABABABABABABAB,,,,,

hamda uchlamchi

,,,,,ABCABCABCABCABCABCABC,,,,,

sopolimerlar ifodalanadi. Keyingi ikkita zanjir regulyar sopolimerlar deb ataladi va ularni murakkab monomerli, ya'ni AB yoki ABC kabi elementar zvenolardan tashkil topgan gomopolimer deb qaraladi.

Agar monomerlar zanjirda tartibsiz takrorlangan bo'lsa, ya'ni

,,,,,ABAABBBAAAAABBAABBBBA,,,,,

yoki

,,,,,ABCCCABBAAABCACACABAABC,,,,,

kabi bo'lsa, unda bu birikmalar statistik sopolimerlar deyiladi.

Yuqori molekulyar birikma bir xil yoki har xil monomerlardan tashkil topgan bo'lishidan kat'iy nazar, unda bir monomerning oxiriga ikkinchi monomerning boshi tutashgan bo'lsa, u regulyar va aksincha, bir monomerning oxiriga ikkinchisining oxiri tutashgan bo'lsa, u noregulyar makromolekula deyiladi. Shuningdek, yon o'rinbosar guruhlar ham regulyar yoki noregulyar bo'ladi. Regulyar sopolimerlar quyidagicha bo'lishi ham mumkin

,,,,,AAAABBBBCCCCAAAABBBBCCCC,,,,,

yoki

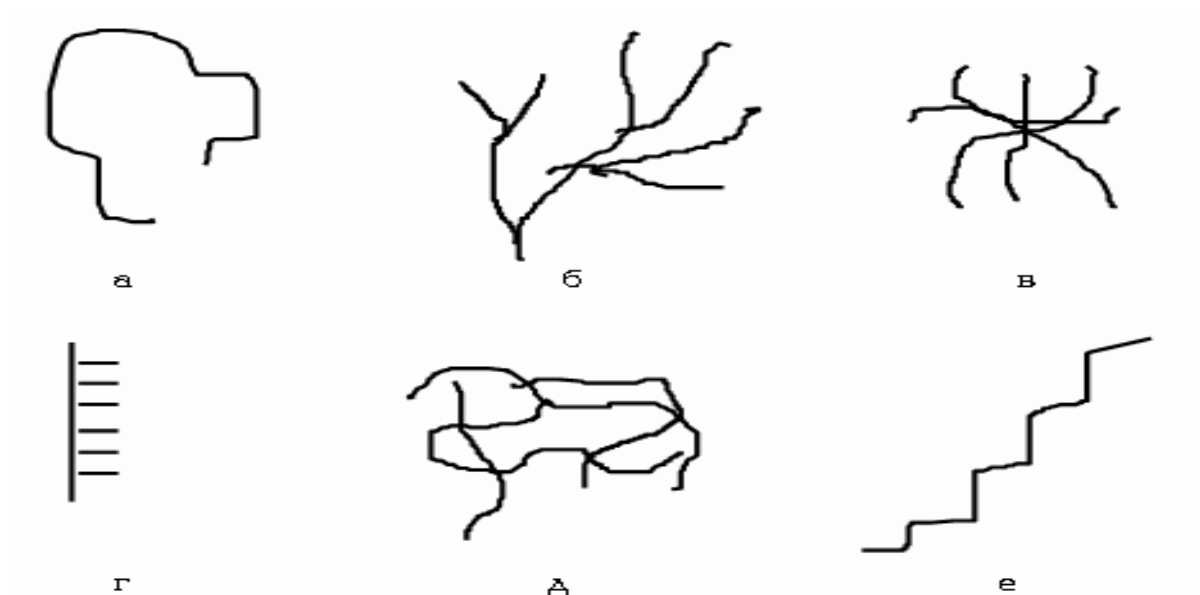
,,,,,AAAAAAABBBBBBBAAAAAAABBBBBBBB,,,,,

bu holda ular blok-sopolimerlar deyiladi. Blok-sopolimerlar noyob molekulyar tartibga ega bo'lgan strukturalar, jumladan, superkristallar va superpanjaralar hosil qilishi mumkin.

Zanjirning asosiy zvenosida aromatik sikllar mavjud bo'lsa, unda polimer poliarilenlar guruhiga kiradi. Aksincha, asosiy zanjirda noaromatik tabiatli sikllar bo'lmasa, polimer geterotsiklik deb ataladi. Agar zanjirda ikkala sikllar mavjud bo'lsa, u poligeteroarilen polimer deyiladi. Bunday polimerlar yuqori mustahkamlikka ega va yuqori modulli tolalar (supertolalar) olishda muhim ahamiyatga egadir.

Makromolekulada atom va atomli guruhlar ochiq zan-jir yoki cho'zilgan zanjir ko'rinishida, chizig'li ketma-ketlikda joylashgan bo'lsa, bunday yuqori molekulyar birikma chizig'iy polimer deyiladi (1 a rasm). Masalan, tabiiy kauchuk, tabiiy ipak, sellyuloza. Asosiy uzun zanjirning yon tomonlarida zanjirlari bo'lsa, bunday makromolekula tarmoqlangan polimer deyiladi (1 b-rasm). Agar yon zanjirlar asosiy zanjirga nisbatan boshqa tabiatga ega bo'lsa, tarmoqlangan makromolekula undirilgan sopolimer deb ataladi. Tarmoqlangan yuqori molekulyar birikmalarning bir necha turlari mavjuddir. Asosiy zanjirning bir atomidan bir nechta yon zanjirlar hosil bo'lgan bo'lsa, u yulduzsimon tarmoqlangan makromolekula deb ataladi (1 v-rasm). Zanjirning har bir monomer zvenosiga uzun yon zanjir kimyoviy guruhlar, ya'ni ulanish qismlar

yordamida bog'langan bo'lsa, bu birikma taroqsimon makromolekula deyiladi (1 g-rasm). Bunga poli-(olefinlar, poli-n-alkilakrilatlar, oddiy va murakkab poli-n-alkil efirlar misol bo'ladi.



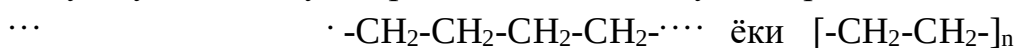
2.25-rasm. Chizig'iy (a), tarmoqlangan (b), yulduzsimon (v), taroqsimon (g), to'rsimon (d) va zinasimon (ye) zanjirlarning ko'rinishi.

Zanjirlar bir-biri bilan ko'ndalang kimyoviy bog'lar orqali birikib, uch o'lchamli to'r hosil qilgan bo'lsa, bu yuqori molekulyar birikma to'rsimon (tikilgan yoki fazoviy) polimer deyiladi (2.25 d-rasm). Shuningdek zanjirlar kamida har ikki atomdan keyin o'zaro ko'ndalang bog'lar bilan birikkan bo'lsa, unda zinasimon yuqori molekulyar birikma hosil bo'ladi (2.25ye-rasm).

Shunday qilib, gomopolimerlar va sopolimerlar zanjirlari shakliga qarab chiziqli, tarmoqlangan va tikilgan bo'lishi mumkin.

Polimerlar tarkibiga qarab organik, noorganik va elementorganik toifalarga ajratiladi. Agar zanjir asosi uglerod, kislorod, azot, oltingugurt, fosfor kabi elementlar atomlaridan tashkil topgan bo'lsa, unda polimer organik birikmalar guruhiga kiradi. Uglerod zanjir asosiga kirmasa va yon guruhlari organik radikallardan tashkil topsa, unda polimer elementorganik toifaga kiradi. Agar uglerod zanjir asosiga ham, yon guruhlari ham kirmasa, unda polimer noorganik toifaga tegishli bo'ladi. Ulardan nisbatan kengroq tarqalgani organik polimerlardir.

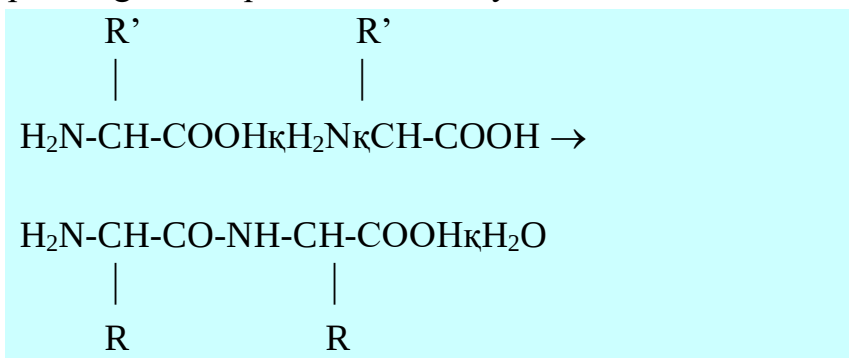
Eng oddiy organik polimer polietilen bo'lib, u monomer etilenning (CH_2) kimyoviy birikishi, ya'ni polimerlanish reaksiyasi orqali hosil bo'ladi:



bu yerda n - monomerlar soni.

Eng murakkab tuzilishga ega bo'lgan polimerlarga oqsil moddalar misol bo'la oladi. Oqsil molekulasi asosini peptidlar (polipeptidlar) tashkil qiladi. Peptidlar

qaytariluvchi elementar zvenolar sifatida qaralishi mumkin. Ular α -L-aminokislotalar qoldiqlarini peptid bog‘lari orqali birikishi tufayli hosil bo‘ladi:



bunda R, R'-har xil aminokislotalar; -CO-NH- peptid bog‘i.

Oqsil molekulalar tuzilishi va xossalariga qarab 4 ta strukturaviy guruhlariga bo‘linadi. Birlamchi strukturasi - bu makromolekulyar (peptid) zanjirda aminokislota qoldiqlarining ketma-ket joylashishini ifodalaydi. Ikkilamchi strukturasi- polipeptid zanjirning konformatsiyasini tavsiflaydi. Uchlamchi strukturasi - bu ikkilamchi strukturani qayrilishi yoki egilishi tufayli jipslashib hosil bo‘lgan strukturada polipeptid zanjirlarni o‘zaro joylashishini ifodalaydi. To‘rtlamchi struktura-bu bir necha uchlamchi strukturalarni fazoviy strukturaga birikishi va joylashishidir.

Polimerlar asosan ikki xil usulda, ya‘ni erituvchilar ishtirokida eritilgan holda yoki issiqlik ta‘sirida suyultirilgan holda qayta ishlanishi mumkin. Polimerlarni suyuqlik holatiga o‘tkazib, qayta ishlash ham ikki xil, ya‘ni termoplastik va termoreaktiv usullarda amalga oshiriladi.

Termoplastik usulda polimer temperaturasi oshishi tufayli oquvchan holatga o‘tadi va sovutilsa qattiq xolatga qaytadi. Bu polimerni maxsus qoliplarga quyib, undan turli xil mahsulotlar olish imkonini beradi. Masalan, polietilen, polivinilxlorid, poliamid kabi polimerlar shu tarzda qayta ishlanadi. Termoreaktiv usulda harorat oshishi bilan kimyoviy tikilish reaksiyalari boshlanadi va odatda polimer uch o‘lchamli fazoviy struktura hosil qilib tikiladi. Bunga, misol qilib fenolformaldegid smolani, vulkanizatsiya kauchuklarini keltirish mumkin.

Yuqori molekulyar birikmalar molyar kogeziya energiyasi miqdoriga nisbatan ikkiga bo‘linadi. Molyar kogeziya energiyasi 4 - 8 kJ(mol elastomerlar va 8 - 20 kJ(mol bo‘lsa plastmassalar deyiladi.

Polimerlarning qattiq holatdagi asosiy hossalardan biri, ularning amorf, amorf-kristall, va kristall holatlarda bo‘lishidir. Amorf holatdagi polimerlarda yaqin qo‘shni zvenolar o‘ziga xos (kuchsiz) bog‘lar hosil qiladi va uzoqroq joylashgan zvenolar o‘rtasida umumiy tartibga ega bog‘lanish va xossalar mavjud bo‘lmaydi. Amorf bog‘lanishni yaqin tartibli bog‘lanishlar ham deyiladi. Kristall polimerlarda bir necha o‘nlab, yuzlab zvenolar ma‘lum tartibda joylashgan holda, kristall panjara hosil qilib bog‘langan bo‘ladi. Amorf-kristall polimerlarda kristall strukturali qismlar amorf

qismlar bilan ketma-ket yoki tartibsiz joylashgan bo‘ladi. Jumladan, polimer tolalar odatda amorf-kristall tuzilishga ega bo‘ladi.

Chizig‘li polimerlarning asosiy xossalaridan biri, ularni termodinamik egiluvchanligidir. Ushbu xossasiga muvofiq polimerlar egiluvchan zanjirli va qattiq zanjirlilar guruhlariga ajratiladi. Bu xossalar bevosita makromolekulaning konfiguratsiyasi va konformatsiyasiga bog‘liqdir.

Polimerlarning termik xossalari

Polimerning termik xossalari, ayniqsa, ularni termik qayta ishlash natijasida strukturaviy o‘zgartirish va relaksatsion jarayonlarning amalga oshishini ta’minlash yoki boshqarish o‘ta muhim bo‘lib, materialning zaruriy xossalarga erishishida katta ahamiyat kasb etadi.

Termik ishlov berish shishalanish haroratidan ancha yuqori darajalarda, ya’ni makromolekular harakatlana oladigan sharoitlarda olib boriladi. Optimal termik ishlov berish kinetik qonuniyatlar asosida o‘tkaziladi, ya’ni bir paytning o‘zida harorat va tashqi kuchlanish ta’sirida relaksatsion omil sifatida kuzatiladi ($\tau = f(t, \sigma)$). Termik ishlovda relaksatsion jarayonning borishi eksponensial qonuniyat bilan amalga oshadi va bir paytning o‘zida ham deformatsion relaksatsiya, ham kuchlanish relaksatsiyalari namoyon bo‘ladi.

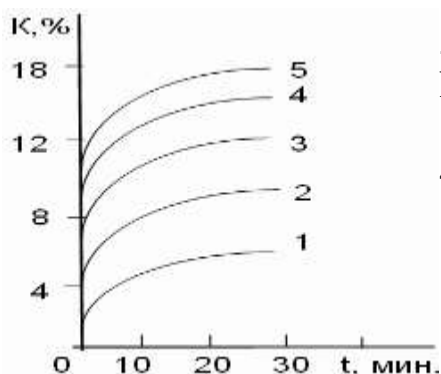
Termik ishlov polimer materialni erkin holat tutgan sharoitda o‘tkazilsa, bu jarayon polimerning kirishuvchanligi bilan birga kechadi. V.2.1-rasmda polietilentereftalat asosidagi materialning turli haroratlardagi kirishuvchanlik grafiklari berilgan.

Kirishuvchanlik, shubhasiz, energetik va entropiyaviy tashkil etuvchilarga ega bo‘ladi va tola uchun relaksatsiya jarayoni erkin termik ishlov berishda quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$\Delta l/l = C \exp(-\Delta F_a/RT) = G \exp[-(\Delta E_a/RT) - (\Delta S/R)] \quad (2.164)$$

bu yerda ΔF_a -ozod energiyani o‘zgarishi (ozod faollanish energiyasi); ΔE_a va ΔS - energetik va entropiyaviy tashkil etuvchilar; C - tanlangan namunaga doir. doimiy miqdor.

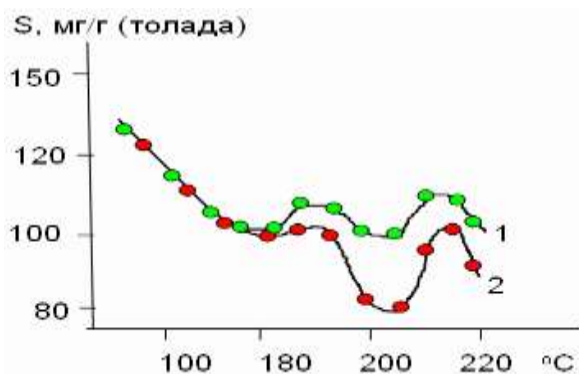
Termik ishlov paytida materiallarda polimerning oriyentatsion tartibning o‘zgarishi har hil bo‘lishi mumkin.



2.26-rasm. Polietilentereftalatning har xil haroratlardagi kirishuvchanligi (K) ning kinetikasi:
1 - 100 °C; 2 - 120 °C; 3 - 140 °C;
4 - 160 °C; 5 - 180 °C.

Bu asosan amal qilingan termik ishlov sharoitiga va namunaning kirishuvchanligiga bog'liq bo'ladi. Polimer materialga termik ishlov berilsa, amorf va kristall qismlarida deoriyentatsiya ro'y berishi kuzatiladi. Ayniqsa, bu suyuqlanish tharorati atrofida jadal amalga oshadi. Ayrim, kuchsiz kristallanuvchan polimerlar bo'lganda esa, ularning kristallik darajasi oshadi.

Termik ishlov natijasida polimerlarning ustmolekulyar tuzilishi o'zgarishi, odatda, makromolekulalarning yanada zichroq joylashishi bilan tavsiflanadi. Bu o'z navbatida materialning diffuzion tabiatini, bo'kishi va sorbsion xossalarini pasaytiradi. 2.27-rasmda polivinil spirt materialini sorbsion xossalarini ifodalovchi grafik berilgan.



2.27-rasm. Termik ishlov berilgan polivinilspirtning yoddagi sorbsiyasi: 1- material erkin holda bo'lganda; 2- material tutib turilgan holatda.

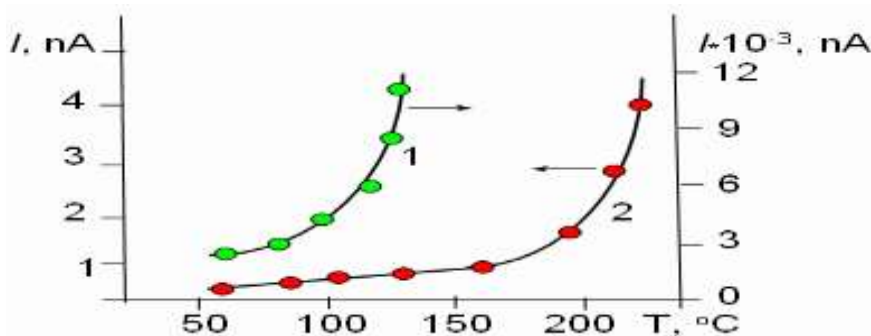
Ayrim hollarda, masalan, poliamid va poliefir materiallarda sorbsiyaning kinetikasi monoton ravishda bog'langan bo'ladi. Bu albatta, relaksatsion va kristallanish jarayonining mukammal ekanligini ko'rsatadi.

Polimerlarning elektrik xossalari

Polimerlar, ayniqsa, ular asosidagi ayrim sintetik materiallar ancha sezilarli darajada elektr xossasini namoyon qiladi. Odatda, bu hodisa polimer tolalarda "elektrlanish" deb yuritiladi va uni salbiy samara sifatida yo'qotish uchun antistatik moddalar ishlatiladi. Bu moddalar materiallar sirtida hosil bo'ladigan zaryadlarni kompensatsiyalaydilar. Bu elektrlanish jarayoni materiallarni o'zaro yoki biror ularga o'xshash jismlar bilan ishqalanganda vujudga keladi. Bunday samara jun keratinini

qahrabo yoki oddiy polimerlar asosidagi taroqlar bilan ishqalaganda ham kuzatiladi. Bu polimer materialning xususiy elektr xossasi hisoblanadi va aynan, o'sha polimerning molekulyar va ustmolekulyar tuzilishlariga, materialdagi holatiga, ham deformatsion ishqalanish jarayonlariga bog'liq bo'ladi.

Amaliy jihatdan polimerlarning elektr xossalarini aniqlash va yuzaga chiqarish muhimdir. Bunday xossalarni kuzatishda polimer materiallar, ayrim hollarda, maxsus moddalar bilan to'yintiriladi. Masalan, paxta sellulozasining elektr tabiati, ya'ni elektr o'tkazuvchanligi bunga misol bo'la oladi. V.3.1-rasmda Paxta tolasi elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga va yod bilan to'yintirishga qanchalik bog'liqligini ifodalovchi grafiklar keltirilgan.



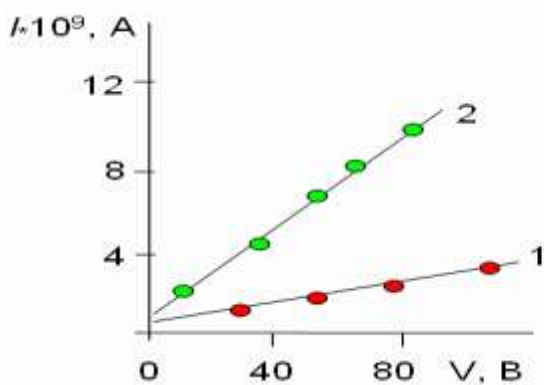
2.28-rasm. Paxta tolasi namunalarining elektr o'tkazuvchanligini haroratga bog'liqligi: 1 - yod bilan legirlangan; 2 –legirlanmagan

Ushbu grafiklar havoning namligi 20-80 % oralig'ida o'tkazilgan tajribalar natijasidir. Olingan ma'lumotlar asosida quyidagi bog'lanish formulasi tavsiya etilgan:

$$LgR = A - 0,085 \quad (2.28\text{-rasm})$$

bu yerda R- tolani qarshiligi; A - tizim doimiysi, miqdori 11,4 ga teng.

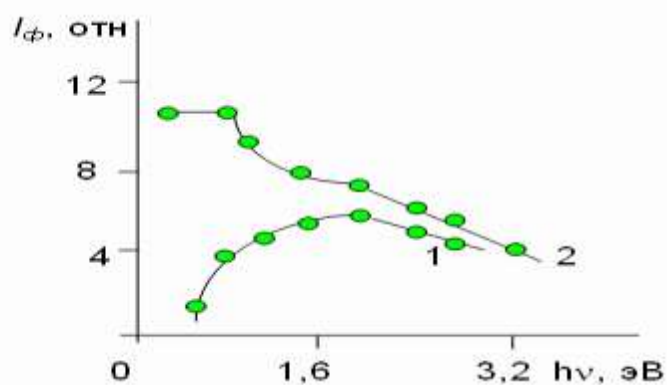
Ushbu namunaning fotoelektrik xossalari, uning volt-amper xarakteristikasini qorong'i va maxsus yoritilgan muhitda o'lchash, hamda UB-nurlanish ta'siri orqali baholangan. 2.29- va 2.30-rasmlarda tolani fotoelektrik xossasini ifodalovchi grafiklar berilgan.



2.29-rasm. Yod bilan legirlangan paxta tolasi-ning volt-amper xarakteristikalarini ($T \approx 300K$):

1-qorong'ilikda;

2-oq nur bilan yoritilganda.



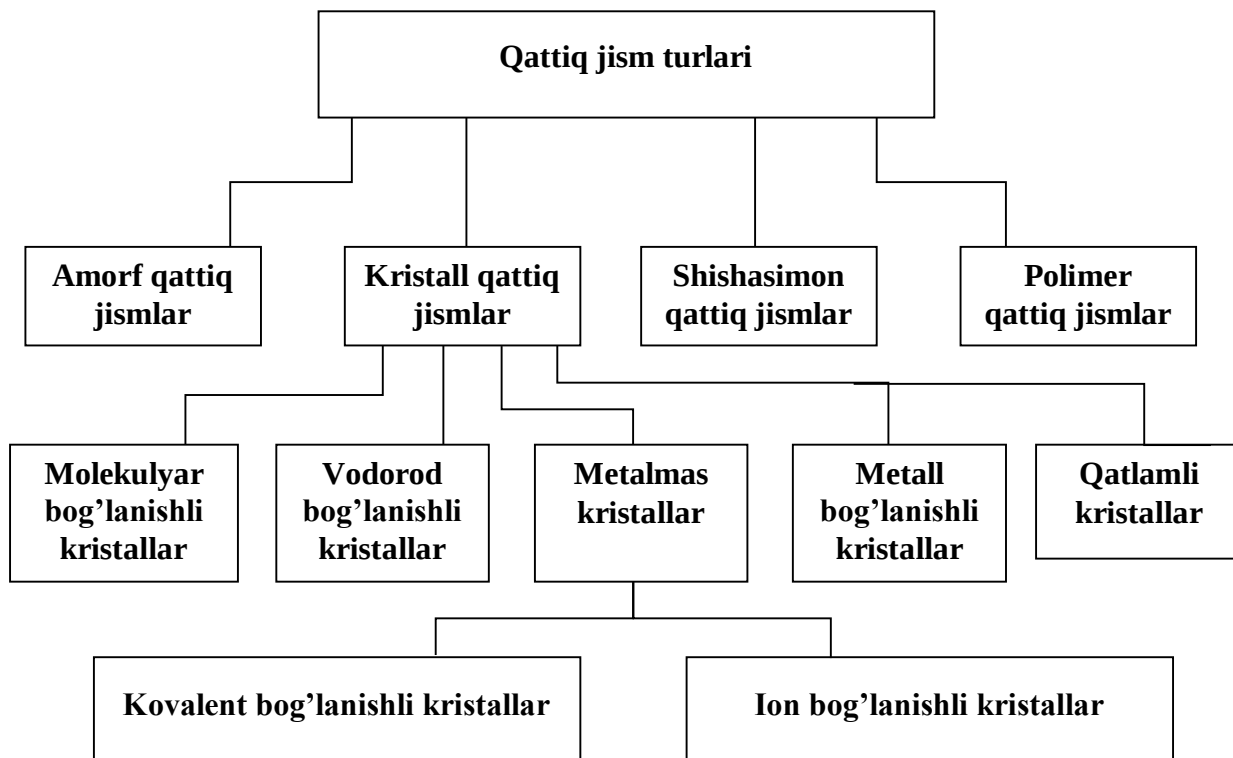
2.30-rasm. Yod bilan legirlangan paxta tolalarining foto o'tkazuvchilik spektrlari ($T \approx 300K$): 1-qorong'ilikda;

2-UB-nurlanishda.

Yod bilan legirlangan paxta tolalarining elektr va foto o'tkazuvchanligi oshganligi grafiklardan ko'rinib turibdi. Bu paxta tolasi-ning o'ziga xos xususiyati bo'lib, uni fizik modifikatsiyalash yo'li bilan yangi xossalarga ega bo'lishiga erishilgan.

2.9. Qattiq jism tizimlari

Qattiq jismlar deb normal sharoitda o'zining o'lchami va shaklini saqlay oladigan moddalarga aytiladi.



Kristall qattiq jismlarda ularni tashkil qiluvchi atom va molekulalar qat'iy tartib bilan joylashadi. Agar bu tartib ikki qo'shni atom yoki molekula orasidagi masofadan bir qancha marta katta bo'lgan masofalargacha saqlansa uni uzoq tartib deb ataladi. Kristallar aniq suyulish temperaturasiga (nuqtasiga) ega bo'ladi.

a, b, c ; α, β, γ – kattaliklar kristall panjarani xarakterlovchi parametrlardir.

Kristall jismlar monokristall va polikristallarga bo'linadi.

Yaqin tartibi mavjud bo'lib, uzoq tartibi bo'lmagan moddalar amorf jismlar deyiladi.

Optik xususiyatiga qarab amorf jismlar shishasimon jismlarga ham bo'linadi.

Kristalni tashkil qiluvchi zarralar muvozanat nuqtalari atrofida tebranma harakatda bo'ladi. Ushbu muvozanat nuqtalarni fikran birlashtirsak kristall panjarasi hosil bo'ladi. Muvozanat nuqtalari esa kristall panjara tugunlari deb ataladi.

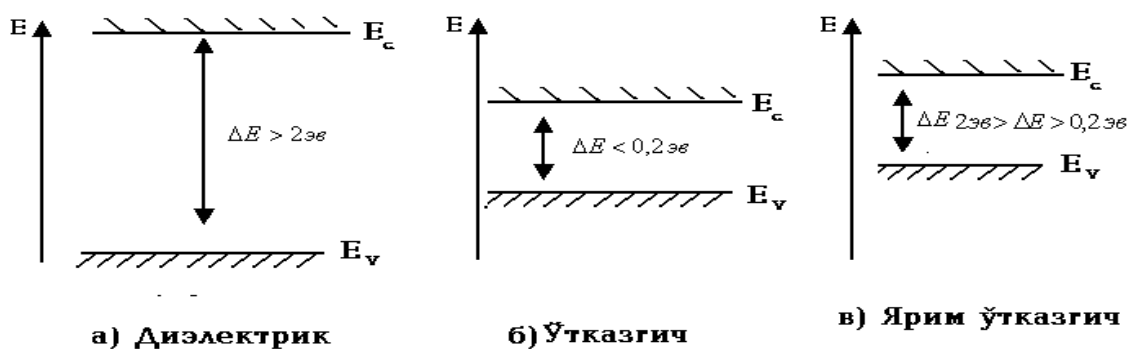
Kristall panjarasining tuzilishi qiyofasini saqlagan eng kichik bo'lagi elementar katak (yacheyka) deyiladi.

Kristallning $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ vektorlarga asosiy (translyatsion) vektorlar deb ataladi. Bu translyatsion vektorlar yordamida cheksiz kristalni $\vec{r} = n_1\vec{a} + n_2\vec{b} + n_3\vec{c}$ vektor bo'ylab ko'chirsak kristal o'z-o'ziga ustma-ust tushadi. (n_1, n_2, n_3 – butun sonlar).

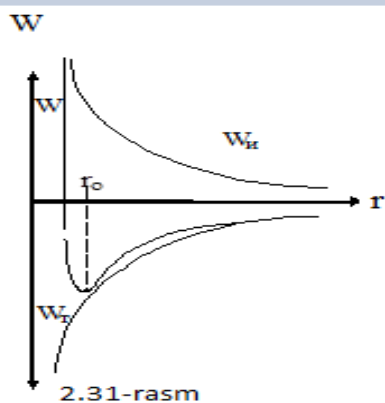
Kristallar o'zlarining elektrik xossalariga ko'ra o'tkazgichlar (metallar), yarim o'tkazgichlar va dielektriklarga bo'linadi. Elektr qarshiligi 10^{10} Ом. см. dan katta bo'lgan moddalar dielektriklar deyiladi.

Elektr qarshiligi 10^{18} Ом. см. dan 10^{-4} Ом. см. gacha bo'lgan moddalar yarimo'tkazgichlar deyiladi. Elektr qarshiligi 10^{-4} Ом. см. dan kichik bo'lgan moddalar o'tkazgichlar (metallar) deyiladi.

Kristall jismlarning o'tkazgich va yarimo'tkazgich jismlarining elektr qarshiligi tashqi temperaturaga bog'liq bo'lib quyidagicha o'zgaradi:



Molekulalarning hosil bo'lish mexanizmlari muhokama etilganda, bog'lanish tabiatidan qat'iy nazar, molekula hosil qilayotgan atomlarga ikkita kuch ta'sir etishi qayd etilgan edi: katta masofalardayoq sezilarli bo'lgan (uzoqdan ta'sir etuvchi) tortishish kuchlari va kichik masofalarda paydo bo'ladigan va masofaning kamayishi bilan keskin ortib ketadigan (yaqindan ta'sir etuvchi) itarishish kuchlari.



Itarishish va tortishish kuchlari bilan bog'liq bo'lgan W_i va W_t potentsial energiyalarning atomlar orasidagi masofaga bog'lanishi, hamda sistemaning to'la energiyasi sxematik ko'rinishda 2.1-rasmda tasvirlangan.

Atomlar orasidagi masofa r_0 bo'lganda tortishish va itarishish kuchlari tenglashadi, ya'ni ularning teng ta'sir etuvchisi nolga, sistemaning potentsial energiyasi minimal qiymatga ega bo'ladi, natijada

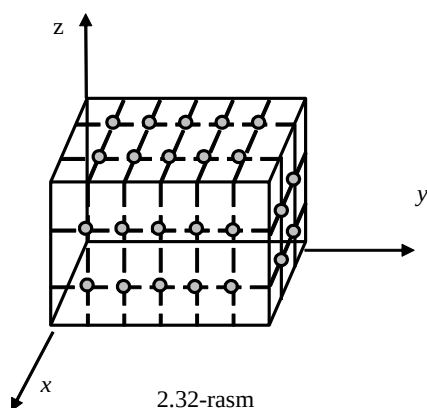
sistema mustahkam muvozanat holatga erishadi. Mazkur xulosani ko'psonli atomlar sistemasiga ham umumlashtirsak, undagi atomlar bir-biridan bir xil masofada joylashib mustahkam tuzilishga ega bo'lgan va kristall deb atalgan jismni hosil qiladi.

Kristallning har bir atomi (molekulasi) potentsial o'rada joylashgani uchun u muvozanat holatidan erkin siljib keta olmasdan, faqat muvozanat holati atro-fida

tebranma harakat qilishi mumkin. Atomlarning issiqlik harakati energiyasi bog'lanish energiyasidan ortib ketgunga qadar bu holat saqlanadi.

Yuqoridagi fikrlarni biz ikki atom orasidagi o'zaro ta'sir mexanizmiga asoslanib chiqardik. Uch o'lchovli kristallda har bir atomga uning atrofidagi boshqa atomlar ham ta'sir etishi tufayli natija ancha murakkab bo'ladi. Turli yo'nalishlarda atomlar orasidagi masofalar har xil bo'ladi. Ammo bayon etilgan manzara sifat jihatdan o'zgarmaydi. Kristall tarkibidagi atomlar fazoda ma'lum va har bir moddaning o'ziga xos qonuniyatlar bilan joylashgan bo'ladi. qayd etish lozimki, bir xil moddaning kristallari turlicha tuzilishga ham ega bo'lishi mumkin. Bu xodisani polimorfizm deyiladi. Masalan: bor (V) elementi-ning kristallari to'rt xil ko'rinishda, temirniki uch xil ko'rinishda va x. k. uch-raydi.

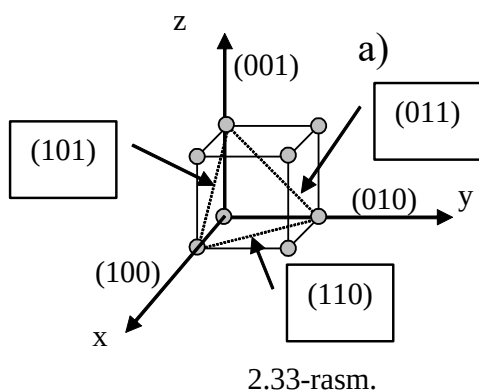
Kristallarning fazoviy tuzilishini tavsiflashda kristall panjara tushunchasidan foydalaniladi. Kristall panjara tugunlarida atomlar joylashgan fazoviy to'rdan iborat. Uni quyidagicha qurish mumkin: x,y,z o'qlardan tashkil topgan kordinatalar



sistemasining (albatta, faqat to'qri burchakli bo'lishi shart emas) boshiga berilgan moddaning bir atomini joylashtirib, o'qlar bo'yicha o'lchamlari atomlarning muvozanat holatlariga mos, bazaviy vektorlar deb atalgan a , v , s vektorlarni joylashtiramiz. x - o'qi bo'yicha a , $2a$, $3a, \dots$ masofalarga, y - o'qi bo'yicha v , $2v$, $3v, \dots$ masofalarga va nihoyat z - o'qi bo'yicha s , $2s$, $3s, \dots$ masofalarga atomlarni joylashtirib kristall

panjaraning x , y , z o'qlari bo'yicha zanjirini hosil qilamiz.

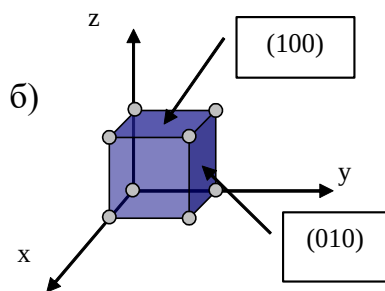
Tugunlardagi atomlarni ko'chirish (translyatsiya) vektori deb atalgan vektor $T = na + mv + ks$ yordamida (2.2- rasm) o'qlar bo'yicha ko'chirib kristall panjara xosil qilinadi. a , b , c vektorlariga qurilgan eng kichik uyachani Brave panjarasi yoki elementar uyacha deb ataladi. O'qlar orasidagi , , burchaklar ixtiyoriy bo'lishi



mumkin. Faqat tugunlarida atom joylashgan elementar uyachalarni oddiy uyachalar deyiladi. Yoqlarining yoki ichining markazida ham atomlar joylashgan bo'lsa, ularni Yoqlari yoki hajmiy markazlashgan uyachalar deyiladi.

Tabiatda uchraydigan barcha kristallarni (230 fazoviy guruxlarga bo'linadi va 10^5 dan ortiq ko'rinishga ega) 14 xil Brave elementar uyachalari yordamida qurish mumkin.

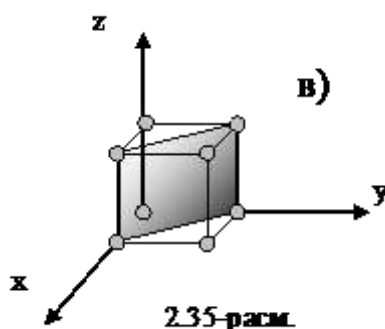
Kristallardagi tugunlarni, yo'nalishlarni va tekisliklarni belgilash uchun Miller indekslari deb atalgan yaxlit sonlar to'plamidan foydalaniladi (2.33 - rasm, a,b, v, g).



2.34-rasm.

Koordinata o'qlarining boshi sifatida tugunlardan biri qabul qilinsa, unga nisbatan boshqa tugunlarning koordinatalari $x = ma$, $y = nb$, $z = kc$ bilan aniqlanadi. Agar uzunlik birligi etib panjara doimiylari a, b, c lar qabul qilinsa tugunlarning koordinatalari m, n, k butun sonlardan iborat bo'ladi. Odatda, ular ikkita to'qri qavslar ichiga yoziladi $[[m, n, k]]$.

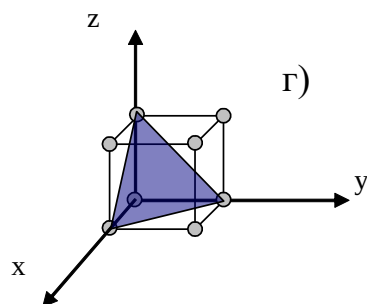
Kristallardagi yo'nalishlar koordinatalar boshidan o'tadigan to'qri chiziqlar bilan belgilanadi va ular to'qri chiziqli qavslar ichiga olib yoziladi $[m, n, k]$ (2.34 - rasm, a). Kristall panjaraning ixtiyoriy uch nuqtasidan o'tkazilgan tekisliklarni atom tekisliklari deyiladi. Ular 2.35-rasm(b, v, g) ko'rsatilgandek belgilanadi.



2.35-rasm.

Kristallarning ichki tuzilishini qanday o'rganish mumkin? Kristallarning tuzilishini aniqlash usullari ularning atomlari kristall panjara hosil qilib joylashganligiga asoslangan. har qanday kristall jismni hajmiy difraksion panjaradan iborat deb harash mumkin. Bunda difraksion panjaraning davri kristall panjaraning doimiysiga teng bo'ladi.

hajmiy difraksion panjaradan elektromagnit to'lqinlarning difraktsiyalanish qonunyati bilan rentgen nurlari difraktsiyasini kuzatganda tanishgan edik.

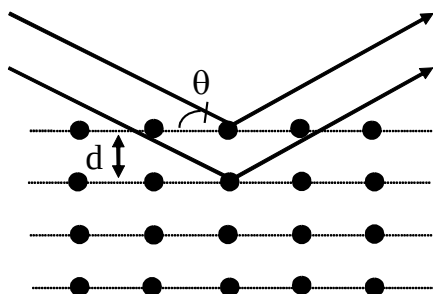


2.36-rasm.

Demak, kristallning turli yo'nalishlardagi sirtiga ma'lum sirpanish burchagi ostida rentgen nurlarini, elektronlarni, neytronlarni tushirib, ularning difraktsiyasini o'rganish asosida kristall panjaraning doimiylarini Vulf-Bregglar qonuni yordamida aniqlash mumkin (2.4-rasm)

$$2d \sin \alpha = m \lambda. \quad (2.165)$$

Kristallardan rentgen nurlarining difraktsiyasini kuzatishga asoslanib, ularning tuzilishini aniqlaydigan usulni rentgenografiya deyiladi. Elektron yoki neytronlarning difraktsiyasiga asoslangan usullarni esa, mos ravishda elektronografiya yoki neytronografiya deyiladi.

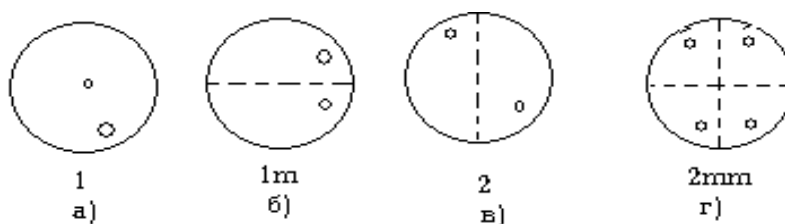


2.37-rasm

Kristallar elementar yacheykalardan tuzilgan ularning parametrlari: $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$, α , β , γ .

Tarnslyatsion vektorlar yordamida cheksiz kristalni $\vec{r} = n_1 \vec{a} + n_2 \vec{b} + n_3 \vec{c}$ vektor bo'ylab ko'chirsak kristall O'z-O'ziga ustma-ust tushadi. Takrorlanuvchi atomlar guruhini bazis deb ataladi.

Simmetriya deganda jismning ustida ma'lum bir amallarni (burish, siljitish, akslantirish) bajarganimizda jism O'z-O'ziga ustma-ust tushishi va barcha yo'nalishlarda fizik xossalarining avvalgidek o'zgarishsiz qolishini tushunamiz. Misol:



a-rasmdagi shaklning biror O'qga yoki tekislikga nisbatan simmetriyasi yo'q. Ushbu shakl faqat 360° burchakga burilganda O'z-O'zi bilan ustma-ust tushadi. Bunday quyi simmetriyaga ega bo'lgan jismlarni xalqaro belgilanishda 1 raqamii bilan belgilanadi va shakl birinchi tartibli simmetriya O'qiga ega deyiladi.

b-rasmdagi shakl esa uzoq-uzoq chiziq bilan tasvirlangan tekislikga nisbatan simmetrik bo'ladi, va u shakl simmetriyasi $1m$ ko'rinishida bo'ladi.

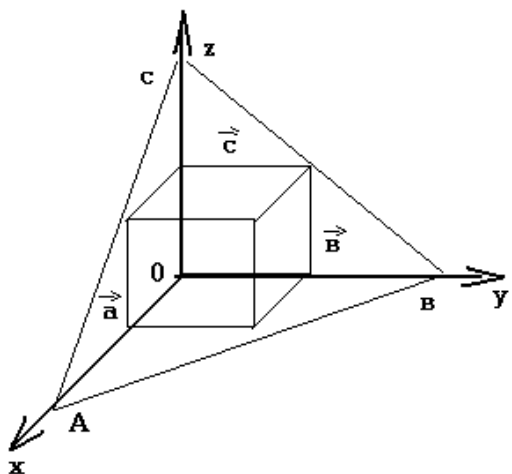
v-rasmdagi shaklni 180° ga ma'lum bir O'q atrofida burganimizda ustma-ust tushadi. 360° burganda u ikki marta ustma-ust tushadi. Demak ikkinchi tartibli simmetriya O'qiga ega-2.

g-rasmdagi shakl esa ikkinchi tartibli simmetriya O'qiga va ikki simmetriya tekisligiga ega, ya'ni- $2mm$.

Kristallar $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$, α , β , γ qiymatiga qarab 7 ta katta guruxga bo'linadi va ular kristall singoniyalari deb ataladi:

1. Triklin $a \neq b \neq c$; $\alpha \neq \beta \neq \gamma$
2. Monoklin $a \neq b \neq c$; $\alpha = \beta = 90^\circ \neq \gamma$
3. Rombik $a \neq b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
4. Tetragonal $a = b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
5. Kubik $a = b = c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
6. Trigonal $a = b = c$; $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ < 120^\circ$
7. Geksogonal $a = b \neq c$; $\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$

Kristall panjarasining mumkin bo'lgan 14 xil translyatsion simmetriya amali mavjud. Har bir translyatsion simmetriya amaliga bitta elementar katakni mos qO'yish mumkin. Natijada 14 xil elementar katak hosil bo'ladi, ular Bragg panjaralari deb ataladi.



Kristallarning anizotropiyasi, ularda turli yo'nalishlarda fizik xossalarning turlicha bo'lishi, shu yo'nalishlarni farqlash uchun ma'lum belgilashlar zarur ekanligini ko'rsatadi. Bizga (AVS) tekislik indeksini topish kerak bo'lsin. Koordinata O'qlari bilan shu tekislik kesishgan joylarini aniqlab olamiz:

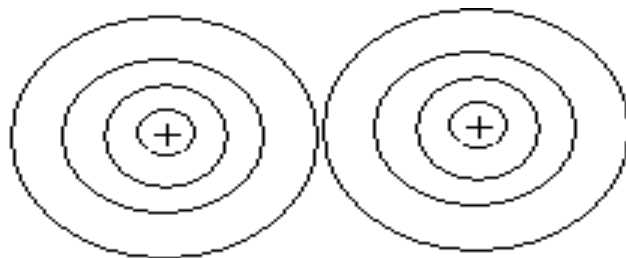
$$m = \frac{OA}{a}; \quad n = \frac{OB}{b}; \quad p = \frac{OC}{c}$$

Endi shu tekislik uchun Miller indekslari degan kattalikni aniqlash mumkin. Uning uchun (m, n, p) sonlarining teskari nisbatlari yoziladi, ya'ni $\frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{p}$ vash u nisbatga teng bo'lgan eng kichik butun sonlar yoziladi, ya'ni $h:k:l = \frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{p}$. Ushbu (h, k, l) sonlar AVS tekislikning Miller indekslari deyiladi.

Misol: Biror tekislik uchun $m=1, n=1/2, p=1/3$ bo'lsin u holda $h:k:l = \frac{1}{1} : \frac{1}{1/2} : \frac{1}{1/3}$ ya'ni $h=1, k=2, l=3$ bo'ladi. Demak shu tekislik (1 2 3) ko'rinishida belgilanadi.

Kristall panjara tugunlarida atomlar, ionlar yoki molekulalar qanday kuchlar yordamida tutib turiladi? Ularning tabiati qanday? Shular haqida ma'lumot beramiz.
-Metall bog'lanishli jismlarda atomlar bir-birdariga juda yaqin joylashadi va elektron bulutlari O'zaro kirishib ketadi. Natijada valent elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga erkin harakat qili bo'ta oladi.

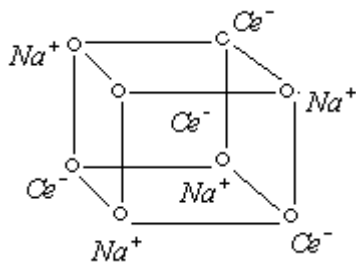
Ular butun metall bo'ylab harakat qilib yurishi mumkin. Ular erkin elektronlar (O'tkazuvchanlik elektronlari) yoki metalning elektron «gazi» deb ataladi. Metalning kristall panjarasidagi atomlari ana shu umumlashgan elektronlar orqali O'zaro ta'sirlashadi va ularni panjara tugunlarida tutib turadi.



Metall atomlari juda ham zich joylashgan bo'ladi ($K=12, k=8$). Metall kristal panjarasi tashqi temperatura ta'sirida tuzilishini o'zgartirib turadi.

Bunday xususiyati kristall polimorfizmi deyiladi. Metallar kristall panjarasining $\alpha, \beta, \gamma, \sigma$ deb nomlangan turg'un turlari mavjud bo'lib, ular turli temperatura oraliklarida turg'un holatda bo'ladilar.

-Ion bog'lanishli kristallarda panjara tugunlarida manfiy va musbat ionlar joylashgan bo'lib, ular orasida ta'sir kuchlari quyidagicha bo'ladi. Bir xil ishorali ionlar orasidagi masofa har xil ishorali ionlar orasidagi masofadan katta bo'ladi.



SHuning uchun tortishish kuchi itarish kuchidan katta bo'ladi.

Ionlar atrofida eng yaqin joylashgan qO'shnilar soni-koordinatsion K son deb ataladi.

K-ionlarning radiusiga bog'liq: $K = \frac{r_A}{r_B}$:

Koordinatsion son.	12	8	6	4	2
$\frac{r_A}{r_B}$ qiymati	$\frac{r_A}{r_B} = 1$	$1 > \frac{r_A}{r_B} > 0,73$	$0,73 > \frac{r_A}{r_B} > 0,41$	$0,41 > \frac{r_A}{r_B} > 0,22$	$0,22 > \frac{r_A}{r_B}$

Misol: Osh tuzi ($NaCe$) va $r_{Na} = 0,98A^0$ va $r_{Ce} = 1,81A^0$ Demak $\frac{r_A}{r_B} = \frac{0,98}{1,81} = 0,54$, u

holda koordinatsion son $K \cdot 6$ bo'ladi. SHunday qilib $NaCe$ da har bir ionni 6 ta ion O'rab turadi. Ion kristallarida temperaturaning oshishi bilan musbat ionning effektiv radiusi manfiy ionnikiga qaraganda tez kattalashadi. Natijada K ning qiymati O'zgaradi va struktura tuzilishi O'zgaradi. Masalan $CsCe$ va $RbCe$ da temperatura oshishi strukturani OTSKS dan oddiy kubga aylantiradi.

KSe, Vse, ISe larda teskarisi oddiy kub $\rightarrow OIKC$ ga O'tadi. Ion kristallar past temperaturalarda elektr tokini yaxshi O'tkazmaydi. Ion kristallar suvda eritilganda ular musbat va manfiy ionlarga parchalanadi.

1Molekular kristallarda Van-Der-Vaals kuchlari mavjud bo'lib, ular juda zaifdir. Ular uch xil bo'ladi:

a) Kristaldagi molekular qutbi, ya'ni molekulaning dipol yoki kvadrupol momenti noldan farqli bo'lsa, kristall molekulari O'zaro oreintatsion kuchlar bilan ta'sirlashadi. Bu kuchlar molekularlarni ma'lum bir yo'nalishga burishga xarakat qiladi shuning uchun oreintatsion kuch deyiladi.

b) Kristall kutbli va qutbsiz molekulalardan tashkil topgan bo'lsa, ularning molekulalari orasida INDUKTSION (polyarizatsion) ta'sir kuchlari paydo bo'ladi. Qutbli molekula O'z atrofida elektr maydon hosil qiladi. Bu ta'sirida qutbsiz molekula qutblanadi va unda induktsiyalangan dipol momenti hosil bo'ladi.

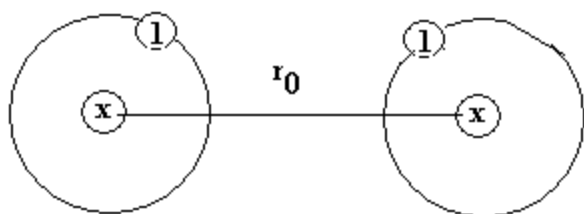
v) Qutbsiz molekulalar orasida dispersion kuchlar deb ataladigan Van-Der-Vaals kuchlari mavjud bo'ladi.

Qutbsiz molekulalarning dipol momentlari O'rtacha nolga teng bo'lsa ham, vaqtning juda qisqa bo'laklarida molekulalardagi elektronlar buluti simmetriyasi buzilib turadi. Natijada qisqa vaqtda molekula ma'lum bir dipol momentiga ega bo'ladi. bu dipol momenti boshqa molekulalarda induktsion dipol momenti hosil qiladi, natijada O'zaro ta'sir kuchlari paydo bo'ladi.

bu kuchlarning dispersion deb atalishi moddada yorug'likning dispersiyasi ham molekulalarning yuqorida keltirilgan xossalariga bog'liqligidir.

Molekular kristallar: N_2 , Cl_2 , Br_2 , I_2 , CO_2 , H_2O .

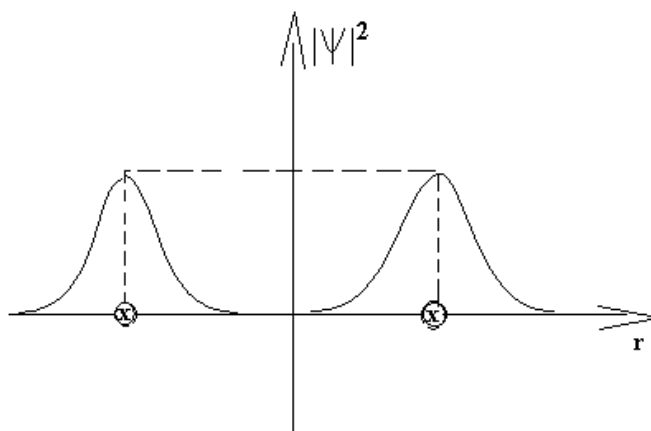
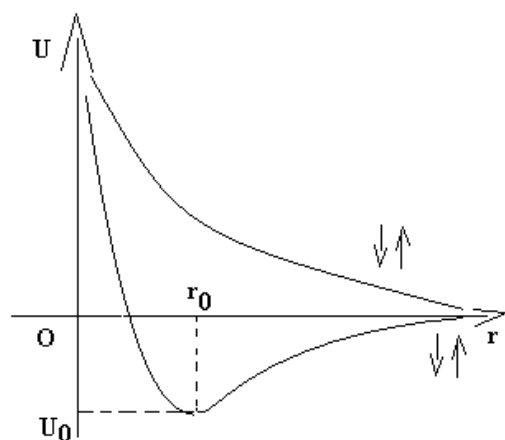
-Kovalent bog'lanish ikki qO'shni atomlar orasida umumiy valent elektronlari bo'lishi bilan tushuntiriladi. Gaz holatdagi H_2 , O_2 molekulalaridagi atomlar ham kovalent bog'lanishga egadir.



Bog'lanishi hosil qilishda har bitta atomdan bittadan elektron ishtirok etadi.

Kovalent bog'lanishning eng muxim belgilaridan biri-ularning to'yingan bog'lanishi ekanligidir, ya'ni ularda har bir bog'da ikkitadan elektron qatnashadi.

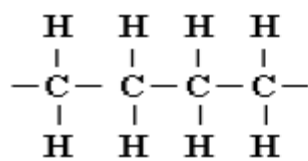
Ularning spinlari qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.



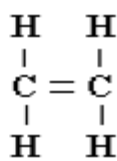
Kovalent bog'lanish faqatgina bir xil atomlar orasida emas, balki har xil atomlar O'rtasida ham mavjud bo'ladi.

Misol: SiC , AlN . KO'p xollarda Mendeleev davriy sistemasining II, III, IV, V guruh elementlari kovalent bog'lanish hosil qiladi.

-Vodorod bog'lanishli kristallarda vodorod atomi bir molekula bilan kimyoviy bog' hosil qilgan holda ikkinchi molekula bilan ham ta'sirlashadi, qutblangan vodorod atomi ikkinchi molekulada ham dipol momenti induktsiyalaydi va natijada etarli darajada kuchli bog'lanish hosil bo'ladi.



etilen gazi



politen molikulasi

Nazorat uchun savollar

1. Molekulyar kinetik va termodinamik usul.
2. Ideal gaz. Termodinamik parametrlar.
3. Izotermik jarayon. Izoterma nima.
4. Izobarik jarayon. Izobara nima.
5. Izoxorik jarayon. Izoxora nima.
6. Ideal gaz holat tenglamasi.
7. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi
8. Bolsman taqsimoti
9. Maksvell taqsimotining mazmuni.
10. Zarrachalarning konsentrasiyasi.
11. Shtern tajribalari.
12. Fazaviy holatlar diagrammasi.
13. Real gazning ichki energiyasi. Joule-Tomson effekti
14. Gazlarni suyultirish.
15. Suyuqliklarning qaynashi.
16. Erish va qotish.
17. Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamasi.
18. Asosiy termodinamik tushunchalar
19. Qaytar va qaytmas jarayonlar.
20. Termodinamikaning birinchi asosiy qonuni.
21. Termodinamik parametrlar.

III bob ELEKTR VA MAGNITEZM

3.1.ELEKTROSTATIKA

Elektr zaryadi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni. Tabiatdagi jismlar ma'lum sharoitda elektr zaryadiga ega bo'ladi, ya'ni elektrlanadi. Jismda elektr zaryadining borligi uni boshqa zaryadlangan jismlar bilan o'zaro ta'sirlashishida namoyon bo'ladi. Gilam yoki linoleum to'shalgan xonada bir o'z yurib, so'ng biror metall jismga qo'l tekkizilsa, bexosdan odam titraydi. Bunga sabab

ishqalanayotgan jismlarni zaryadlanishidir.

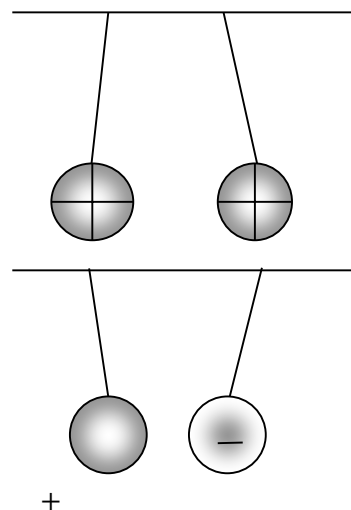
Tabiatda faqat 2 - tur elektr zaryad mavjud:

1. Ipakka ishqalangan shishada hosil bo'lgan zaryad-musbat zaryad.

2. Teriga ishqalangan ebonitda hosil bo'lgan zaryad-manfiy zaryad.

Bir xil ishorali zaryadlar bir-biridan qochadi. Qarama-qarshi ishoral zaryadlar bir-biriga tortiladi. Tabiatdagi eng kichik ya'ni elementar manfiy zaryad elektron zaryadidir:

$$q_e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Kulon}, \quad m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{kg}$$



musbat elementlar zaryad proton zaryadidir:

$$q_p = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Kulon}, \quad m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{kg}$$

Har qanday manfiy (yoki musbat) zaryadlangan jismning zaryadi elektron (yoki proton)ning zaryadiga karrali, ya'ni kvatlangan bo'ladi. Boshqacha aytganda, jismlarni zaryadi faqat $\pm e, \pm 2e, \pm 3e, \dots \pm ne$ qiymatlarga ega bo'ladi. Ya'ni $q_e = N \cdot e$ $q_p = N \cdot p$

Elektr zaryadning o'lchov birligi sifatida 1 Kulon qabul qilingan. Tok kuchi 1 Amper bo'lgan o'zgaras elektr tok o'tayotgan o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund davomida oqib o'tadigan zaryad miqdori 1 Kulondir. $1 \text{Kl} = 1 \text{A} \cdot 1 \text{s}$

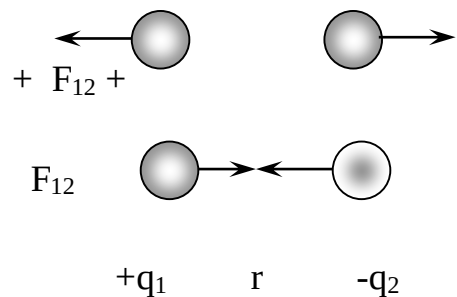
Ikki jismning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashuvi tufayli bir jismda ma'lum miqdorda manfiy zaryad vujudga kelsa, ikkinchi jismda xuddi shuncha miqdorda musbat zaryad vujudga keladi.

Demak, zaryadlar yangidan paydo bo'lmaydi ham, yo'qolmaydi ham. Ular jismlarda mavjud, faqat bir jismdan ikkinchi jismga yoki jismning bir qismidan ikkinchi qismiga ko'chadi xolos. Bu zaryadlarning **saqlanish qonunidir**.

Bu qonunni yana quyidagicha ta'riflash mumkin: Har qanday izolyatsiyalangan tizimda elektr zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmaydi. $\Sigma q_i = \text{const}$

Elektr zaryadining o'zaro ta'siri. Kulon qonuni. Franso'z fizigi Sh.Kulon 1785y. gravitatsiya doimiysini aniqlashda foydalanilgan buralma tarozidan foydalanib, ikkita nuqtaviy zaryad orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarini aniqladi. Kulon qonuniga asosan, vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadning o'zaro

ta'sir kuchi, ta'sirlashayotgan har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri va zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir.



$$F_{1,2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (3.1)$$

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

Bu yerda ϵ_0 **elektr doimiysi** deb ataladi va quyidagi qiymatga teng bo'ladi:
 $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Kl}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$

Proton (musbat) va elektronlar (manfiy): elektr hodisasi butun atomlarini tashkil qiluvchi zaryadlangan zarrachalari ta'siriga sabab bo'ladi. Elektrostatik asosiy kuch qonuni qarama-qarshi zaryadlar bir-biriga tortiladi va aksincha bir hil zaryadlar esa bir-birini itaruvchi kuchni hosil qiladi. Manfiy zaryadlangan jism musbat zaryadlangan boshqa bir jismni o'ziga tortadi. Boshqa tomondan, ikkita musbat zaryadlangan jismlar yoki ikkita manfiy zaryadlangan jismlar bir-biridan itariladi. Bir elektronini yo'qotgan atomni ko'rib chiqaylik.

a) Bunda zaryadlanadimi musbat yoki manfiymi?

b) Bu atom qo'shimcha elektron olgan boshqa bir atom bilan tortishadimi yoki itarishadimi?

Javoblar: (a) musbat (U manfiy zaryadni yo'qotadi); (b) tortishadi;

Zaryadlangan zarralar rasidagi tortishish va itarish kuchi Kulon qonuni bilan aniqlanadi:

$$F \sim \frac{Q_1 \cdot Q_2}{d^2} \quad (3.2)$$

bunda: Q_1 va Q_2 ikki zaryadlangan jism zaryad miqdori, d esa ular orasidagi masofa. Bu tenglama gravitatsion tortishish kuchlarini hisoblash tenglamasiga (3-bob, 1-rasm) juda o'xshaydi. Har ikki kuch qonunlari, hosil bo'layotgan kuch, jismlar orasidagi masofa kvadratiga teskari proporsional ekanligini tasdiqlaydi.

a) Ikki zaryadlar dastlab 1 metr masofaga, so'ngra 2 metr masofaga ajratilgan bo'lsa, kuch, uning asl qiymati qandachaga pasayadi?

b) Agar 3 metr masofaga joylashtirilsa, hosil bo'luvchi kuch dastlabki kuchning qancha qismini tashkil etadi?

Javoblar: (a) $\frac{1}{4}$; (b) $\frac{1}{9}$;

1-bobda barcha miqdorlar - massa, masofa, vaqt va elektr zaryadi jihatidan o'lchanishi mumkinligi qayd etiladi. Elektr zaryadi kulonda o'lchanadi, massa, masofa, va vaqt birliklari mustaqil bir birlikda o'lchanadi. Kulon aslida (musbat zaryad bo'lganda) proton yoki (manfiy zaryad bo'lganda) elektronlar ma'lum bir sonini tashkil etadi. Kulon zaryadlar qiymati $6.2425 \cdot 10^{18}$ • elektron bo'lganda, yoki, $6.242.500.000.000.000.000$ elektronlar bo'yicha qiymatni tashkil etadi. Bu elektronlar soni! (Aytmoqchi, bu qiymatni eslab qoling.)

(a) Qanday element (lar) kulonda berilgan bo'ladi?

(b) Qanday element(lar) metrda berilgan bo'ladi?

Javoblar: (a) Q_1 , va Q_2 ; (b) d

Kulon qonuni asosida hisob-kitoblar .SI kuch birligi nyuton bo'lib, zaryad birligi kulon va masofa birligi metr bo'ladi. Agar 1 kulon zaryad boshqa kulon zaryaddan 1 metr masofada joylashgan bo'lsa, ikkalasining o'rtasidagi elektrostatik kuch ulkan bo'ladi: 9-109 Nyuton. Bu son tenglama (oldingi bo'limda) mutanosiblikni o'zgartirish uchun ishlatiladi. Shunday qilib, Kulon qonuni:

$$F = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{d^2}$$

Bu tenglama bilan SI birliklari qanday qiymatda bo'ladi?

F: _____ ; Q_1 va Q_2 : _____; d: _____

Javob: _____ Nyuton; _____ kulon; _____ metr.

Kulon odatda ancha katta zaryad 9 milliard Nyuton kuch, elektrostatik kuch normal hollarda namoyon bo'lmagan. Normal zaryad bir necha mikrokulon bo'lishi mumkin

1 kulon = 10^6 mikrokulon

Tassavur qiling, sochingizni ikkita taroq bilan birin ketin tarab va har bir taroqda 0,2 mikrokulon zaryad hosil qildingiz .

(a) Har biridagi zaryad kulonda qancha bo'ladi? _____

(b) Taroqlar 10 santimetr masofada joylashtirilsa, ular bir-biridan qanday kuch bilan itariladi? _____

Javoblar: a) $2 \cdot 10^{-7}$ Kulon b) 0,036 Nyuton

Yechumi:

$$F = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{d^2}$$

$$F = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{(2 \cdot 10^{-7}) \cdot (2 \cdot 10^{-7})}{(0.1)^2} = 36 \cdot 10^{-5} = 0.036 \text{ N.}$$

Kulon qonunini ishlatgan holda elektr maydonini hisoblash . Zaryad yaqinidagi elektr maydonini hisoblash uchun, 1 Kulon zaryad berilgan zaryaddan ma'lum masofada joylashgan va 1 kulon zaryadga ta'sir qiluvchi kuchni topish uchun kulon qonunidan foydalanamiz. 3 mikrokulon musbat zaryaddan 0,5 metr masofadagi elektr maydon kuchini topish uchun

$$F = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{(Q_1 \cdot Q_2)}{d^2} \text{ formulasidan foydalanamiz.}$$

Javob: $1.08 \cdot 10^5$ Nyuton.

Yechimi:

$$F = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{(3 \cdot 10^{-6})(1)}{(0.5)^2}$$

(Elektr maydondagi nuqtada har bir kulon zaryadga $108,000$ Nyuton kuch ta'sir qiladi. Elektr maydon kuchlanganligi $108,000 \text{ N / kulon bo'ladi}$)

Ishqalanish bilan zaryad hosil qilish: tribo elektrik qatorlar. Biz odatda ikki ob'ekt birga ishqalanganda statik elektr hodisasi yuzaga kelishini ko'ramiz. Bu usulda ishqalanish aslida zaryadlash jarayoniga hech qanday aloqasi bo'lmasa-da, ishqalanishdan hosil bo'lgan zaryadlanish deb ataladi. Ba'zi materiallar elektronlarni boshqalarga nisbatan yanada kuchliroq ushlab qolishga moyil bo'ladi. Bu tendentsiya farqli ikki materiallarni yaqin aloqada joylashtirilsa (ya'ni, bir-biriga ishqalansa), ulardan biri elektronlar to'playdi va boshqasi esa elektron yo'qotadi. Elektronlar yo'qotilishiga ko'ra triboelektrik materiallar turli o'rinda turadi: (tribo ishqalanishni anglatadi), quyidagi jadvalda triboelektrik ketma-ket, bir necha materiallar ro'yxati keltirilgan.

Quyidagi ro'yxatida yaqin joylashtirilgan paytda materiallar musbat zaryaddan manfiy zaryadga o'tadi.

Jadval 13.1

Musbat	
Triboelektrik qatorlar	Quyon mo'ynasi
	Shisha
	Jun
	Mushuk mo'ynasi
	Shoyi
	Fetr
	Paxta

Yog'och
Po'kak
Rezina
Sellyo'loza
Manfiy

(a) Agar quyon mo'ynasi bir parcha rezinaga ishqalansa, ularning zaryadlari qanday o'zgaradi?

(b) Agar jun ustida bir musbat zaryad olish uchun shisha yoki rezina ishqalansachi?

Javoblar: (a) rezina manfiy zaryad va mo'yna musbat zaryad, (b) rezina (shisha manfiy zaryad bo'ladi.)

Izolyatorlar va o'tkazgichlar. Elektron qabul qilgan r ob'ekt manfiy zaryadlanadi yoki agar ob'ekt yahshi elektr o'tkazgich bo'lsa, elektronlar ob'ekt yuzasi bo'yicha tekis taqsimlanmaydi. Ba'zi materiallar yahshi o'tkazgich bo'ladi, chunki ularning elektronlari alohida atomlar bilan bog'langan emas va bu elektronlar bir atomdan ikkinchisiga oson o'tadi. Atomlar elektronlarning "ulushi" tufayli yaxshi o'tkazgich hisoblanadi, chunki elektronlarning ta'siri orqali zaryadlarning ob'ekt bo'ylab tarqalishiga sabab bo'ladi. O'tkazgich musbat zaryadlanganda yuqoridagi hodisa yo'z beradi. Elektronlar o'tkazgichning ma'lum bir qismidan yo'qotilsa qolgan elektronlar butun ob'ekt bo'yicha qayta taqsimlanadi.

Elektronlar atomdan atomga erkin bo'lmagan ko'chib o'tadigan materiallar izolyatorlar hisoblanadi. Izolyatorlarning ma'lum qismi ortiqcha zaryad olganda, zaryad butun ob'ekt bo'yicha tarqalishida emas, shu qismida qoladi. Ko'pchilik metallar yaxshi o'tkazgich hisoblanadi va eng yomon o'tkazgichlar holida yaxshi elektr izolyatorlar – metallmaslar hisoblanadi.

Quyidagilardanqaysi biri o'tkazgich yoki izolyator ekanligini aniqlang?

a) Qo'shimcha qilingan elektronlar ob'ektdan qayta taqsimlanadi.

b) Elektr zaryadlarni bir joydan ikkinchi joyga ko'chirishda foydalanish mumkin.

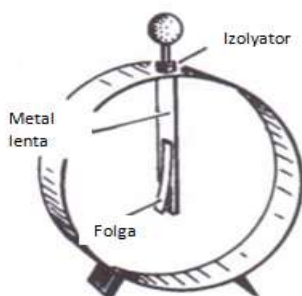
c) Har qanday ortiqcha zaryad joyida qoladi.

d) Ob'ekt osonlik bilan elektronlarni oson almashtiruvchi atom va molekulalardan iborat.

a) O'tkazgich b) o'tkazgich c) izolyator d) o'tkazgich.

Elektrosko'p. Quyidagi rasmda elektrosko'p - elektr zaryadni aniqlash uchun foydalaniladigan qurilma ko'rsatilgan. Markazdagi metall tasma elektrosko'p yuragi hisoblanadi va uch tomoni qotirilgan egiluvchi metall folga o'rnatilgan. Silindr qopqoq metall folgani o'rab olgan va havo oqimi ta'sirini kamaytirish uchun shisha oyna

o'rnatilgan. Metall taglik va folga silindr qopqoqdan izolyatsiya qilingan qopqoq yupqa folga bilan o'ralgan havo oqimidan himoya qilish uchun ishlatiladi.



Zaryad haqidagi bilimlarimizdan foydalanib, elektrosko'pning yuqori qismidagi sharga zaryadlangan ob'ektni tekkizganimizda nima sodir bo'lishini ko'rib chiqamiz. Shar, metall tasma va folga yaxshi o'tkazgichlar hisoblanadi.

Induksiya bilan zaryadlash. Biz yuqorida zaryadlangan ob'ekt bilan kontakda turgan zaryadlanishni ko'rib chiqdik. Endi biz induksiya bilan zaryadlanishni ko'rib chiqamiz. Bu holatda ob'ekt zaryadlayotgan ob'ektga nisbatan qarama-qarshi zaryadlanadi. Faraz qilamiz, manfiy zaryadlangan ob'ekt elektron yuqori qismi yaqinidan o'tayotgan vaqtda, kimdir qo'lini sharchaga tekkizadi. Bu holda, zaryadlangan ob'ekt yaqinidan qochayotgan ba'zi elektronlar tekkizilgan qo'l bo'ylab inson tanasi bo'ylab pastga oqadi. (Inson tanasi yaxshi o'tkazgich hisoblanadi). Endi qo'lni shardan olinadi. Bunda elektronda sof musbat zaryad hosil bo'ladi. E'tiboringizni shunga jalb qiling, manfiy zaryadlangan ob'ekt ishlatilganda biz elektronga musbat zaryadni qo'yamiz. Natijada ba'zi elektronlar elektron bilan kontaktda bo'lgan boshqa o'tkazgichga borish uchun harakat qiladi. Musbat zaryadlangan ob'ekt elektronda boshqa o'tkazgich bo'yicha manfiy zaryad tufayli bo'lishi mumkinligini qanday tasvirlab bera olasiz? Javob: musbat zaryadlangan ob'ekt elektronga yaqinlashtirilgan. Keyin odam sharga qo'lini tekkazsa, elektronlar inson tanasidan chiqishga harakat qiladi, natijada qo'l shardan olinganda ortiqcha elektronlar hosil qiladi.

Elektr maydon. Elektr maydon kuchlanganligi. Fazoning biror joyida elektr zaryad mavjud bo'lsa, uning atrofida elektr maydon vujudga keladi. Elektr zaryadlarning o'zaro ta'sirlashishi elektr maydon oraliq sodir bo'ladi. Biror q zaryad hosil qilgan elektr maydoniga kattaligi q_c bo'lgan sinash zaryadini kiritsak bu zaryadga F kuch ta'sir qiladi. Kulon qonuniga asosan

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cdot q_c}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (3.3)$$

$\frac{F}{q_c}$ kattalik sinash zaryadini tanlashga bog'liq bo'lmay bu zaryad qayerda bo'lsa, o'sha nuqtadagi elektr maydonni xarakterlaydi va tekshirilayotgan nuqtaning **elektr maydoni kuchlanganligi** deyiladi.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (3.4)$$

Demak, elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasining maydon kuchlanganligi deganda, shu nuqtaga olib kiritilgan birlik zaryadga ta'sir etuvchi kuch bilan xarakterlanuvchi fizik kattalikka aytiladi. Agar elektr maydonni nuqtaviy q zaryad vujudga keltirayotgan bo'lsa, undan r masofadagi maydon nuqtasining kuchlanganligi

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_c} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (3.5)$$

Elektr maydon kuchlanganligining o'lchov birligini N/Kl deb hisoblasa bo'ladi. Lekin o'lchov birligi sifatida V/m qabul qilingan.

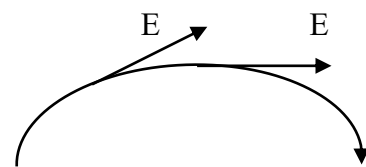
Agar elektr maydonni bir necha zaryadlar vujudga keltirayotgan bo'lsa, natijaviy maydonning kuchlanganligi alohida zaryadlar vujudga keltirayotgan elektr maydon kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga teng.

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n = \sum E_i \quad (3.6)$$

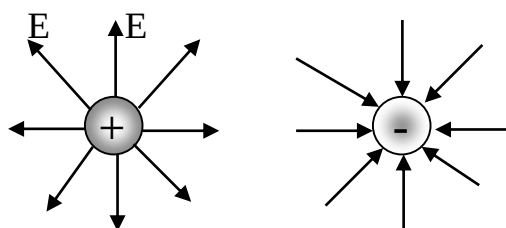
Bu elektr maydon **superpozitsiyasi** (qo'shish) prinsipini ifodalaydi.

Kuchlanganlik chiziqlari. Elektr maydonning har bir nuqtasida maydonni xarakterlovchi kuchlanganlik vektori E aniq qiymatlarga va yo'nalishlarga ega bo'ladi. Amalda elektr maydonni kuchlanganlik vektor chizig'i deb elektr maydonda o'tkazilgan shunday chiziqqa aytiladiki, bu chiziqni istalgan nuqtasiga o'tkazilgan urinmaning yo'nalishi maydon kuchlanganlik vektori yo'nalishi bilan mos tushadi.

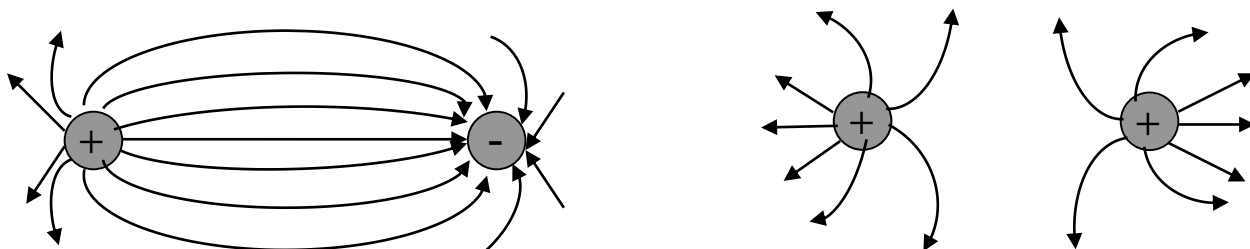
Maydon kuch chiziqlarini tasvirlab, maydonning o'ziga xos grafiklari yoki kartalarini chizamiz. Ular maydonning turli qismlarida kuchlanganlik nimaga tengligini va u fazoda qanday o'zgarishini ko'rsatadi. Maydonning har qaysi nuqtasida kuchlanganlik vektori ma'lum yo'nalishga ega bo'lgani uchun kuch chiziqlari hech qayerda o'zaro kesishmaydi. Musbat va manfiy nuqtaviy zaryadlar tufayli vujudga kelgan elektr maydonning kuch chiziqlari quyidagicha:



Nuqtaviy zaryaddan bir xil masofadagi nuqtalarda E lar bir xil qiymatlarga ega bo'lib, zaryad va nuqtani birlashtiruvchi chiziq bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun nuqtaviy zaryadlarning kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lib, ular zaryad musbat bo'lganda zaryadlangan jism sirtidan

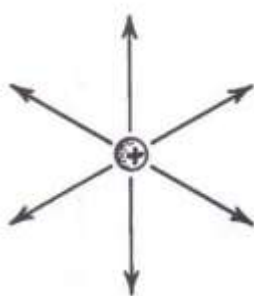


boshlanib cheksizlikka davom etadi. Zaryad manfiy bo'lganda esa cheksizlikdan boshlanib zaryadlangan jism sirtida tugallanadi. Ikkita nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning grafik tasviri biroz murakkab bo'ladi.



Kuchlanganlik vektori hamma nuqtalarda bir xil bo'lgan maydon bir **jinsli maydon** deb ataladi. Agar bir xil o'lchamdagi metall plastinkalardan iborat yassi kondensator olsak va bu plastinkalar orasida havo bo'lsa, plastinkalarning o'rta qismida maydon kuch chiziqlari fa'qat plastinkalarining chetlarida maydonning bir jinsliliigi buziladi

Elektr maydoni. Faraz qilaylik, alohida joylashgan kichik zaryadlangan ob'ekt boshqa zaryadlangan ob'ektga yaqinlashtirilsada, Kulon qonuniga ko'ra kuch ob'ektga ta'sir ko'rsatadi. Bu dastlabki zaryadlangan ob'ekt "elektr maydoni" bilan o'ralgan, rasmda izolyasiyasi musbat zaryad ko'rsatilgan. Zaryadlar bu maydonda musbat zaryadlangan ob'yektdan yo'nalgan strelkalar, kuch yo'nalishini ko'rsatadi. Bu ba'zan "kuch chiziqlari" deyiladi.



(a) Ular tashqi kengaytiruvchilar kabi kuch chiziqlari konsentratsiyasi ko'proq yoki kamroq bo'ladimi? _____

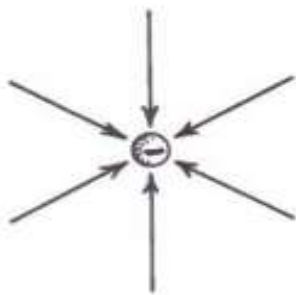
(b) Agar ob'ekt rasmdagi zaryaddan o'zoq joylashsa, zaryadlangan ob'ektga ta'sir qiluvchi kuch ko'proq bo'ladimi yoki kamroq bo'ladimi? _____

Javoblar: (a) kam; (b) kamroq

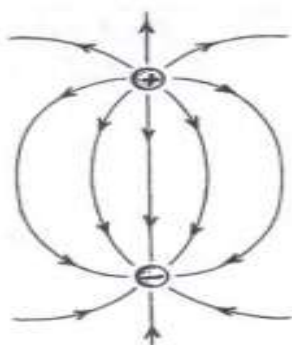
Rasmda izolyatsiyalanmagan manfiy zaryad ko'rsatilgan. Zaryad tomon kuch nuqtasi liniyalarida strelkalar ko'rinadi. Yana, ular bu maydonda musbat zaryadni davom ettirmasdan kuchni ko'rsatadi.

Qaerda musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch eng katta bo'ladi?

Javob: ob'ekt yaqinida



Ko'rib turganimizdek, kuch chiziqlari kuch katta bo'lgan joyda bir-biriga yaqin bo'ladi. Zaryaddan o'zoq katta masofada, chiziqlar alohida bo'ladi va kuch pasayib boradi. Bu rasmdagi chizmada ikki - musbat va manfiy zaryadlarni va ular atrofidagi kuch maydonini ko'rsatadi.



(a) Har bir kuch chizig'i qayerdan chiqqan?_____

(b) Har bir kuch chizig'i yo'nalishi qayerga boradi?_____

(c) Qayerda chiziqlar zichligi zaryad kuchi hammasidan kuchliligini ko'rsatadi?_____

Javoblar: (a) musbat zaryad; (b) manfiy zaryad; (c) har bir zaryad yaqinida.

Ma'lum bir nuqtada joylashtirilgan elektr maydoni kuchi 1 Kulon zaryadga ta'sir qiluvchi kuchga tengdir.

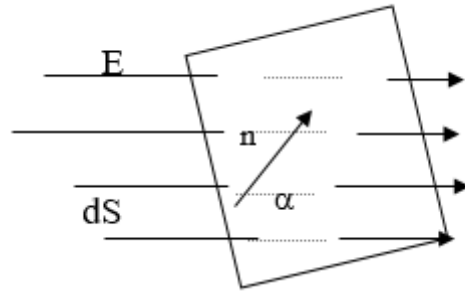
Elektr maydon kuchlanganligi birligi "Nyuton / kulon" hisoblanadi. Biz elektr maydon kuchlanganligi birligi Nyuton / kulonda o'lchanishini bilganimizdan keyin zaryadlar konfiguratsiyasini bilishimiz shart emas. Masalan, faraz qilamiz, biz elektr maydonida 0,05 kulon zaryadni ma'lum bir nuqttagacha olib kelimiz, bu erda elektr maydon kuchlanganligi 250 nyuton / kulon. 0,05-kulon zaryad bilan elektrostatik kuch miqdorini qanday qilib topamiz? Yuqoridagidan, nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligi 250 N / kulon ekanligini bilamiz, 250 Nyuton kuch har bir kulon zaryadga ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun 0.05 kulon zaryadga ta'sir qiluvchi kuch 0,05 marta 250 bo'ladi, yoki 12,5 Nyuton bo'ladi. Elektr maydonini hosil qiluvchi zaryad (yoki zaryadlar) qayerda joylashganini bilishimiz shart emas.

Tajribada zaryad 0.02 kulon hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligi 30 N / Kulon bo'lsa, elektrostatik kuch qancha bo'lishini toping.

Javob: 0.6 Nyuton

Kuchlanganlik chiziqlarining yo'nalishiga perpendikulyar qilib joylashtirilgan dS elementar yuzani olaylik. Bu yuzani kesib o'tayotgan kuchlanganlik chizilarining soni E_{ds} ga teng bo'lib, uni ds yuzadan o'tayotgan **kuchlanganlik vektorining oqimi** deyiladi. $d\Phi = E_n dS$ (1)

Bunda $E_n = E \cos \alpha$ bo'lib E vektorining dS yuzaga o'tkazilgan normal n yo'nalishdagi proyeksiyasini ifodalaydi. Elektr maydon kuchlanganlik vektori E ning ixtiyoriy S sirt orqali oqimini topish uchun S sirtini dS elementar yuzachalarga ajratib, bu yuzachalar orqali o'tayotgan $d\Phi$ oqimlarning yig'indisini olish kerak, ya'ni

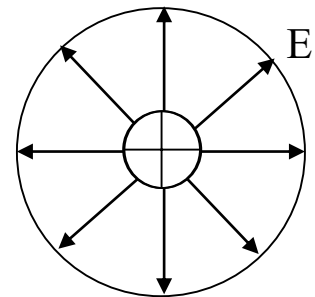


Elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasi. Nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydon kuchlanganlik vektori E ning radiusi r bo'lgan sirt orqali oqimini hisoblaylik.

$$\Phi = \oint d\Phi = \oint E_n dS \quad (3.7)$$

Elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasi. Nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydon kuchlanganlik vektori E ning radiusi r bo'lgan sirt orqali oqimini hisoblaylik.

Sferaning markazida zaryad joylashgan bo'lsin. Kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lgani uchun E vektor va sferik sirtning elementar bo'lakchasi ds yo'zga o'tkazilgan normal orasidagi α burchak nolga teng bo'ladi. Shuning uchun



$$E_n = |E| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$$

Ikkinchi tomondan r radiusli sferik sirtning to'liq yuzasi $S = 4\pi r^2$ u holda elektr maydon kuchlanganlik vektorining sferik sirti orqali oqimi

$$\Phi = E_n ds = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (3.7)$$

Agar ixtiyoriy berk sirt ichida k ta nuqtaviy zaryadlar joylashgan bo'lsa,

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \dots + E_{nk} = \sum_{i=1}^k E_{ni} \quad (3.8)$$

ekanligidan foydalanib (2) ni quyidagicha yozamiz

$$\Phi = \oint E_n ds = \oint \sum_{i=1}^k E_{ni} ds = \sum_{i=1}^k \oint E_{ni} ds \quad (3.9)$$

Bunda oxirgi integral i nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligi vektorining shu zaryadni o'rab turuvchi ixtiyoriy berk S sirt orqali oqimini ifodalaydi.

$$\oint E_{ni} \cdot ds = \frac{q_i}{\varepsilon_0} \quad (3.10)$$

Shuning uchun (5) ifoda quyidagicha yoziladi.

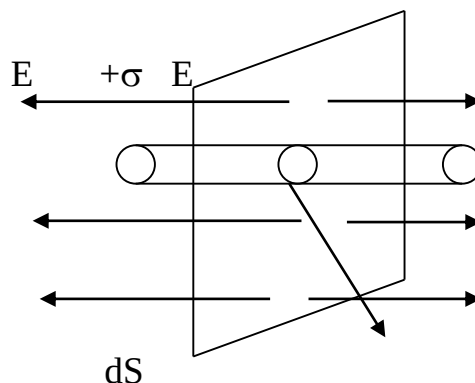
$$\Phi = \oint E_n ds = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \sum q_i \quad (3.11)$$

Bu Gauss teoremasining analitik ko'rinishi bo'lib, unga asosan, elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlar algebraik yig'indisining ε_0 ga nisbatiga teng.

Maydonlarning hisoblashda Gauss teoremasini qo'llanilishi. Gauss teoremasidan foydalanib, ba'zi elektr maydonlarning kuchlanganliklarini topish mumkin.

1. Tekis zaryadlangan tekislik. Bu tekislikning birlik yuziga to'g'ri keluvchi zaryad midori ya'ni zaryadning sirt zichligi $+\sigma$ bo'lsin.

Shu zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligini topaylik. Bu maydonni kuchlanganlik chiziqlari tekislikka perpendikulyar bo'lgan o'zaro parallel to'g'ri chiziqlardan iborat. Tekislikda ds yuzani ajratib uni asos qilib olib, tekislikning ikki tomoniga davom etuvchi silindrni shunday o'tkazamizki bu silindrni yon tomonlari tekislikka perpendikulyar



bo'lsin. Bu silindrik berk sirtga Gauss teoremasini qo'llaylik. Sirt ichidagi zaryad miqdori zaryadlangan tekislikning silindr ichidagi dS bo'lakchasida mujassamlangan zaryad midoriga teng ya'ni,

$$q = \sigma dS \quad (3.12)$$

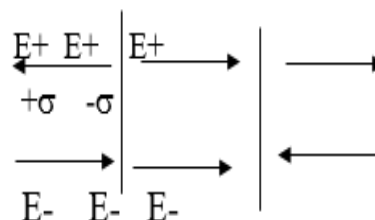
Sirt orqali oqim silindrning ikki asosi orqali oqimdan iborat, chunki silindrning yon tomonlari E vektoriga paralleldir. Har bir asos orqali oqim $E dS$ ga teng bo'lgani uchun silindrik sirt orqali natijaviy oqim

$$\Phi = 2EdS \quad (3.13)$$

Natijada Gauss teoremasi quyidagicha yoziladi.

$$2EdS = \sigma dS / \varepsilon_0$$

$$\text{Demak, } E = \sigma / 2\varepsilon_0$$



2. Zaryadlangan ikkita cheksiz parallel tekislik.

Bunday tekislikdagi zaryadlarning sirt zichliklari miqdoran bir xil, ishoralari esa qarama-qarshi bo'lsin. Bu holda natijaviy maydon ikkala zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelayotgan maydonlarning yig'indisidan iborat, xususan ikki tekislik oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligi

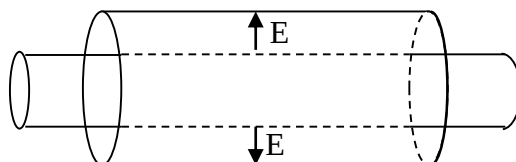
$$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \quad \text{Musbat zaryadlangan tekislikdan chapda va manfiy}$$

zaryadlangan tekislikdan o'ngda qo'shiluvchi maydonlar kuchlanganliklari qarama-qarishi yo'nalgan. Shuning uchun bu sohalarida natijaviy maydon kuchlanganligi nolga teng. Ikki tekislik oralig'idagi sohada kuchlanganlik chiziqari musbat zaryadlangan tekislikdan boshlanib, manfiy zaryadlangan tekislikda tugallanadi. Barcha nutalarda E ning qiymati va yo'nalishi bir xil bo'lgan maydon bir jinsli maydon deyiladi.

3. Tekis zaryadlangan shar. Ikkita shar shaklidagi konsentrik elektrodlar ya'ni shar kondensator orasidagi maydon kuchlanganligi

Gauss teoremasiga asosan

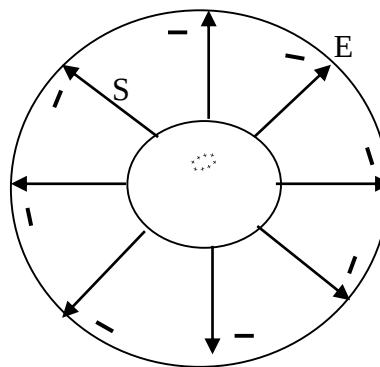
$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$$



4. Tekis zaryadlangan silindr. Ikkita koksial metall silindr ya'ni silindrik kondensator elektr maydon kuchlanganligi

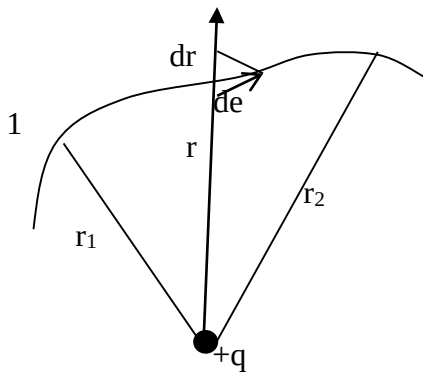
Gauss teoremasiga asosan quyidagiga teng.

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r}$$



Elektr maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish

• Nuqtaviy q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning 1 nuqtasidan 2 nuqtasiga q^1 zaryadni ko'chirishda maydon kuchlarining bajarilgan ishini hisoblaylik.



q^1 zaryadni ko'chirilishi yo'li 1-2 ixtiyoriy shakldagi egri chiziqdan iborat bo'lsin. 1,2 yo'lni kichik $d\ell$ elementar bo'lakchalarga ajratamiz. Shu elementar masofada bajarilgan ish

$$dA = F \cdot d\ell \cos \alpha \quad (3.14)$$

bunda F - q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonda q^1 zaryadga ta'sir etuvchi kuch

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q^1}{r^2} \quad (3.15)$$

α - F kuch bilan elementar ko'chirilish $d\ell$ orasidagi burchak

$$d\ell \cos \alpha = dr \quad (3.15)$$

(3.13) va (3.14) ni (3.12) ga qo'ysak

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q^1}{r^2} dr \quad (3.16)$$

U holda q^1 zaryadni 1 nuqtadan 2 nutaga ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishi

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q q^1 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q^1}{r_1} - \frac{q^1}{r_2} \right) \quad (3.17)$$

Bundan ko'rinib turibdiki, elektr maydonda q^1 zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirilayotgan zaryadning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlariga bog'liq xolos. Bunday xususiyatga ega bo'lgan maydon **potensial maydondir**. Potensial maydonda berk kontur bo'yicha ko'chirilish ishi nolga teng bo'lishi lozim. Berk yo'lda bajarilgan ish nolga teng bo'lishi uchun bu yo'lning ba'zi bo'lakchalarida (α burchak o'tkir bo'lganda) bajarilgan ish musbat, ba'zi bo'laklarida esa (α burchak o'tmas bo'lganda) manfiy blishi kerak.

Demak, q^1 zaryadni elektr maydonda berk yo'l bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng, ya'ni

$$A = \oint_{\ell} dA = \oint_{\ell} F d\ell \cos \alpha = 0 \text{ Ikkinchi tomondan}$$

$$F = q^1 \cdot E$$

$$\oint q^1 E d\ell \cos \alpha = 0 \text{ bunda } E \cos \alpha = E_\ell$$

$$\text{Demak, } \oint E_\ell d\ell = 0 \quad (3.18)$$

ya'ni elektr maydon potensial maydondir va bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng bo'ladi.

Maydon potentsiali. Zaryadni 1 nuqtadan 2 nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ish 1 va 2 vaziyatlardagi zaryadning potensial energiyalari farqiga teng, ya'ni

$$A_{12} = W_1 - W_2 \quad (3.19)$$

(3.19) bilan (3.17) ni taqoslash natijasida q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning 1 va 2 nuqtalarida joylashgan q^1 zaryadning potensial energiyalari

$$W_{n1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq^1}{r_1}; \quad W_{n1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq^1}{r_2}$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan q^1 zaryad maydonning r masofa bilan xarakterlanuvchi ixtiyoriy nuqtasida joylashganda uning potentsiali energiyasi

$$W_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q^1}{r} \quad (3.20)$$

Elektr maydonning biror nuqtasida joylashgan turlicha kattalikdagi sinov zaryadlarning potensial energiyalari ham turlicha bo'ladi, lekin potensial energiya sinov zaryadi kattaligiga nisbatan ayni nuqta uchun o'zgarmas kattalikdir. Bu kattalik **potensial** deb ataladi.

$$\varphi = \frac{W_\pi}{q^1} \quad (3.21)$$

Demak, elektr maydon biror nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtaga olib kirilgan birlik musbat zaryadning potensial energiyasi tushuniladi. (3.21)

(3.20) ifodaga asosan nuqtaviy zaryadning potentsiali

$$\varphi = \frac{W_\pi}{q^1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (3.22)$$

(3.21) ifodaga asosan

$$W_\pi = q^1 \varphi \quad (3.23)$$

u holda q^1 zaryadni 1 dan 2 gacha ko'chirishda bajarilgan ish

$$A_{1,2} = W_{\pi_1} - W_{\pi_2} = q^1(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Anashu q^1 zaryadni 1 nuqtadan cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish

$$A_\infty = q^1 \varphi_1 \quad (3.24)$$

chunki $\varphi_\infty = 0$

$$(3.24) \text{ dan } \varphi = \frac{A_\infty}{q}$$

Demak, elektr maydon ixtiyoriy nuqtaning potentsiali deganda shu nuqtadan birlik musbat zaryadni ∞ ga ko'chirishi uchun lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi kattalikdir.

Potensialning o'lchov birligi sifatida elektr maydon shunday nuqtasining potentsiali qabul qilinganki, bu nuqtadan 1 Kl zaryadni ∞ ga ko'chirishi uchun 1 J ish bajarish kerak. Elektr maydon bunday nuqtasining potentsiali 1 volt (V) deyiladi.

Ekipotensial sirtlar. Ma'lumki nuqtaviy zaryadning potentsiali

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Agar q zaryadni r radiusli sfera bilan o'rasak sfera sirtidagi barcha nuqtalarning potentsiallari o'zaro teng bo'ladi. Potentsiallar teng bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rni ekipotensial sirt deyiladi.

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4$$

Agar potentsial x, y, z ni funksiyasi bo'lsa u holda ekipotensial sirtning tenglamasi

$$\varphi(x, y, z) = \text{const}$$

Ekipotensial sirt bo'ylab zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish $A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$ chunki $\varphi_1 = \varphi_2$

Kuchlanganlik va potentsial orasidagi bog'lanish.

Ma'lumki, elektr maydoni ikki xil kattalik bilan xarakterlanadi:

1. Maydon kuchlanganligi E (vektor kattlik)
2. Maydon potentsiali φ skalyar kattalik. Mexanikada ish bilan kuch orasidagi $A = F \cdot s \cdot \cos\alpha$ bog'lanish bo'lganidek kuchlanganlik E bilan potentsial φ orasida ham bog'lanish bo'lishi kerak. Shu bog'lanishni aniqlaylik, ma'lumki maydon kuchlarining q zaryadni $d\mathbf{l}$ yo'l davomida ko'chirishda bajargan ishi

$$dA = F \cdot d\ell \cos\varphi = F \cdot dr$$

$$F = qE \text{ bo'lgani uchun } dA = qE dr$$

Ikkinchi tomondan

$$dA = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -q(\varphi_2 - \varphi_1) = -q d\varphi$$

$d\varphi$ -potentsialni o'zgarishi.

Demak, bajarilgan ish jism potentsial energiyasini kamayishiga teng.

Ma'lumki biror kattalikni birlik masofada o'zgarishi shu kattalikni gradiyenti deyiladi.

Jumladan potentsial gradiyenti

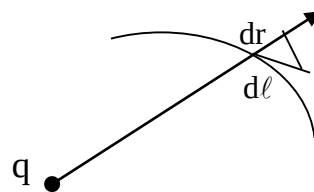
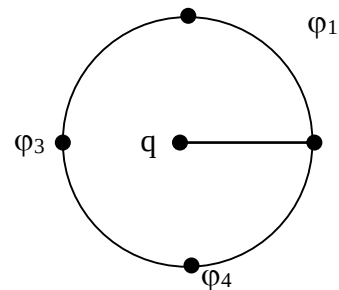
$$q \text{ grad}\varphi = \frac{d\varphi}{dr} \quad (3.25)$$

Potentsialni o'zgarishini quyidagicha yozish mumkin

$$d\varphi = \frac{d\varphi}{dr} dr \quad (3.26)$$

Demak, potentsialni o'zgarishi birlik masofadagi o'zgarishini $\frac{d\varphi}{dr}$ ni butun masofaga

ko'paytmasiga teng. U holda bajarilgan ish



$$dA = -q \frac{d\varphi}{dr} dr \quad (3.27)$$

(3.27) dan $qE dr = -\frac{d\varphi}{dr} dr$ bundan

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} = -\text{grad}\varphi \quad (3.28)$$

Demak, maydon kuchlanganligi teskari ishora bilan olingan potensialni gradiyentiga teng ekan. (3.28) ifoda E va φ orasidagi bog'lanishni beradi.

SI tizimida elektr maydoni kuchlanganligining o'lchov birligi $[E] = \frac{1B}{1M}$.

O'tkazgichda zaryadlarning taqsimlanishi. O'tkazgichlarning dielektriklardan asosiy farqi ularda erkin elektronlarning mavjudligidir. O'tkazgich tarkibidagi musbat va manfiy zaryadlar teng bo'lsa, o'tkazgich zaryadlanmagan bo'ladi. Zaryadlangan o'tkazgichda musbat va manfiy zaryadlarning tengligi bo'zilgan bo'ladi.

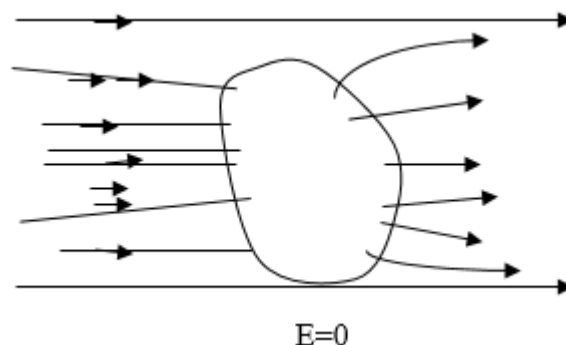
Turli shakldagi metall o'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishini tekshirish asosida quyidagi xulosalarga kelingan.

1. O'tkazgichlardagi ortiqcha zaryad uning tashqi sirlari bo'ylab shunday taqsimlanadiki, bunda o'tkazgich tashqi sirtining egriligi kattaroq bo'lgan qismlarida zaryadlarning sirt zichligi σ kattaroq va aksincha kichikroq bo'lgan qismlarda esa kichikroq bo'ladi.

2. Ichi xavol o'tkazgichlarning ichki sirtlarida ortiqcha zaryad bo'lmaydi. ($\sigma=0$).

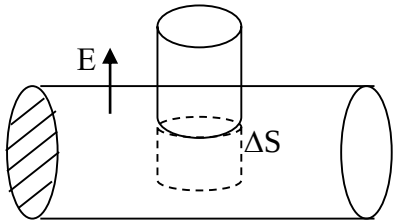
O'tkazgichga biror q zaryad berilsa, bu zaryad nihoyat qisqa vaqt ichida o'tkazgichning tashqi sirti bo'ylab taqsimlanib bo'ladi va zaryadlarning muvozanati vujudga keladi. Bunda quyidagi shartlar bajariladi:

1. Maydon kuchlanganligining qiymati o'tkazgich ichidagi nuqtalarda nolga teng:



2. O'tkazgichning tashqi sirtiga yaqin ixtiyoriy nuqtada elektr maydon kuchlanganlik vektori o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan normal bo'ylab yo'nalgan ($E=E_n$).

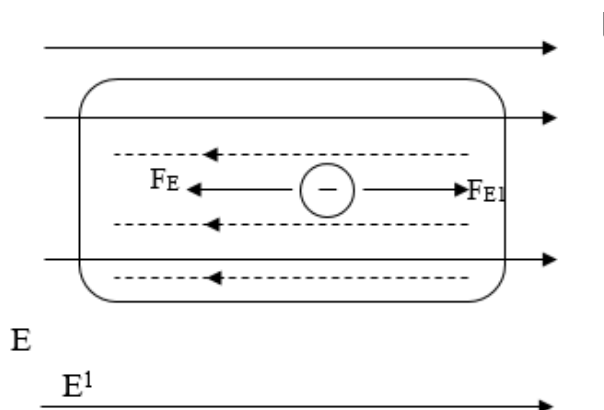
3. O'tkazgichning ichidagi va sirtidagi barcha nuqtalarning potensiallari bir xil bo'ladi. Shuning uchun o'tkazgich barcha nuqtalarining potensiallari teng va

o'tkazgich sirti ekvipotensial sirt bo'ladi. O'tkazgich sirti yaqinidagi elektr maydon kuchlanganligi bilan zaryadlarning sirt zichligi orasidagi bog'lanishni topaylik. Buning uchun o'tkazgich sirtidan,	

hayolan, doiracha shaklidagi ΔS yuzachani ajratib olamiz va asoslari shu yuzachaga teng bo'lgan, yon tomonlari esa o'tkazgich sirtiga perpendikulyar bo'lgan ixtiyoriy $\Delta \ell$ uzunlikdagi silindrni shunday o'tkazaylikki, bu silindrchaning bir qismi esa o'tkazgich ichida, ikkinchi qismi esa o'tkazgich tashqarisida bo'lsin. Elektr induksiya vektori D ning shu silindrcha sirti orqali oqimini topaylik. D vektorining silindrcha orqali oqimi faqat silindrchaning o'tkazgich tashqarisida joylashgan asosi orqali oqimi $D\Delta S$ ga teng bo'ladi, chunki o'tkazgich ichida $E=0$ bo'lganidan $D=0$. Ikkinchi tomondan silindrcha ichida joylashgan o'tkazgich sirtidagi zaryad miqdori $q=\sigma\Delta S$ bo'lgani uchun Gauss teoremasiga asosan $D\Delta S=\sigma\Delta S$ yoki $D=\sigma$ (11) $D=\epsilon_0\epsilon E$ ekanligini e'tiborga olsak $\epsilon_0\epsilon E=\sigma$ bundan $E=\sigma/\epsilon_0\epsilon$.

Elektrostatik induksiya. Biror metall o'tkazgichni kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydonga olib kiraylik.

O'tkazgich tarkibidagi erkin elektronlarga maydon tomonidan $F_E=-eE$ kuch ta'sir qiladi. Bu kuchning yo'nalishi maydon yo'nalishiga qarama-qarshi, chunki elektron manfiy zaryadli zarradir. Bu kuch ta'sirida elektron E ga qarshi yo'nalishda siljiydi va o'tkazgichning chap tomonida ortiqcha manfiy zaryad, o'ng tomonida esa ortiqcha musbat zaryad vujudga keladi. Natijada o'tkazgich ichida ichki elektr maydon vujudga keladi. Ichki elektr maydonning kuchlanganligi E^1 tashqi elektr maydon kuchlanganligi E ga qarama-qarshi yo'nalgan. Shuning uchun o'tkazgichning ichidagi erkin elektronga $F_E^1=-eE^1$ kuch ta'sir qiladi.



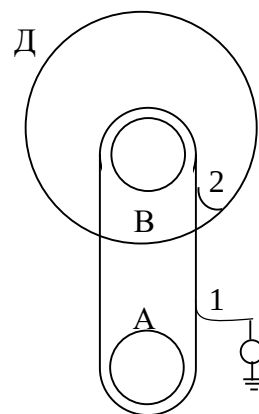
$F_E > F_E^1$ tengsizlik bajarilganda o'tkazgichning ikki chetida qarama-qarshi ishorali ortiqcha zaryadlarning to'planishi davom etaveradi, E^1 esa ortib boradi. Biror muddatdan so'ng tashqi va ichki maydon kuchlanganliklari hamda mos ravishda F_E va F_E^1 kuchlar tenglashadi.

Natijada o'tkazgich ichida elektr maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi, ya'ni tashqi elektr maydonga kiritilgan o'tkazgichda zaryadlarning qayta taqsimlanishi tugallanadi va zaryadlar muvozanati vujudga keladi. Tashqi elektr maydonga kiritilgan o'tkazgichning uchlarida qarama-qarshi ishorali zaryadlarning vujudga kelishi elektrostatik induksiya hodisasi deyiladi. Vujudga kelgan zaryadlarni esa induksiyalangan zaryadlar deyiladi.

Van-de-Graaf generatori. Van-de-Graaf generatori deb ataladigan elektrostatik generatorda ichi xavol o'tkazgichga berilgan ortiqcha zaryad bu o'tkazgichning tashqi sirti bo'ylab joylashish hodisasi o'z aksini topgan. Bu generator quyidagicha ishlaydi. Biror dielektrik materialdan yasalgan L lenta ikki A va B roliklar yordamida harakatlanib turadi. Roliklar esa elektromotor yordamida aylantiriladi.

Lentani bir qismi metall shar ichiga kiradi. Lentani ikkinchi uchi elektr mashina yordamida 1 taroq orqali zaryadlanadi. Lenta harakat jarayonida metall shar ichiga kirib boradi va lentadagi zaryad taroq 2 orqali sharga beriladi.

Bu zaryad shu zaxotiyoq sharning tashqi sirti bo'ylab taqsimlanadi. Shu tariqa sharga o'zluksiz ravishda zaryad o'zatilaveradi. Shardagi zaryad miqdorining ko'payishi potensialning ortishiga sabab bo'ladi. Shar potensialining ortishi sharni o'rab turgan havoda elektr razryadi vujudga kelishi tufayli oqib ketadigan zaryad miqdori bilan oqib kelayotgan zaryad miqdori tenglashguncha davom etadi. Shunday usul bilan shar va Yer orasida bir necha million volt potensiallar farqini vujudga keltirish mumkin. Van-de-Graaf generatori zaryadli zararlarni tezlatishda keng qo'llaniladi.



3.2.O'tkazgichlar elektrostatik maydonida

Alohida olingan (yakkalangan) o'tkazgich olib unga q zaryad beraylik. Bu zaryad midori o'tkazgichning sirti bo'ylab uni shakliga bog'liq ravishda taqsimlanadi. O'tkazgichga zaryadlar bergan sari uni potentsiali orta boradi.

Demak, o'tkazgichdagi zaryad miqdori o'tkazgichning potentsialiga to'g'ri proporsional:

$$q = C\varphi \quad (3.29)$$

bunda S o'tkazgichning elektr sig'imi deyiladi. U o'tkazgichning shakli, o'lchamlari va tashqi sharoitlariga-o'tkazgichni o'rab turgan muhitga bog'liq. (3.29) ifodadan

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (3.30)$$

Bundan ko'rinib turibdiki, yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi shu o'tkazgichning potensialini bir birlikka oshirish uchun lozim bo'ladigan zaryad midori bilan xarakterlanuvchi fizik kattalikdir. Elektr sig'imining o'lchov birligi $[C]=Kl/V=F$ Farada.

Demak, 1 Farada shunday o'tkazgichning elektr sig'imiki, bu o'tkazgichga 1 Kl zaryad berilganda uning potentsiali 1 Vga ortadi.

Har qanday shakldagi o'tkazgichning elektr sig'imini nazariy yo'l bilan hisoblash mumkin.

Radiusi R bo'lgan shar shaklidagi o'tkazgich dielektrik singdiruvchanligi ε bo'lgan muhitda bo'lsa va bu sharsimon o'tkazgichga q zaryad berilsa uni potentsiali:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{\varepsilon R} \quad (3.31)$$

(3.31)ni (3.30)ga qo'ysak:

$$C_{\text{uap}} = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R \quad (3.32)$$

Demak, sharsimon o'tkazgichning elektr sig'imi sharning radiusi va sharni o'rab turgan muhitning dielektrik singdiruvchanligiga to'g'ri proporsional ekan.

(3.32)dan $\varepsilon_0 = \frac{C}{4\pi\varepsilon R}$ Shuning uchun elektr doimiy F/m larda o'lchanadi.

1 mikrofarada= 10^{-6} F

1 nanofarada= 10^{-9} F

1 pikofarada= 10^{-12} F

Kondensatorlar. Yakkalangan o'tkazgichlarning sig'imi kichik bo'ladi. Amalda atrofdagi jismlarga nisbatan kichik potentsialda sezilarli darajada ko'p zaryad yig'aoladigan qurilmalar kerak bo'ladi. Kondensatorlar asosida o'tkazgichga boshqa jismlar yaqinlashtirilganda sistemaning ortishi hodisasi yoqoladi. Kondensatorlar bir-birlariga yaqin joylashgan ikkita qarama-qarshi zaryadlangan o'tkazgich sifatida yasaladi. Kondensatorni tashkil etuvchi o'tkazgichlar kondensatorning qoplamalari deyiladi.

Kondensatorning sig'imi zaryad q ga to'g'ri proporsional va qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga teskari proporsional

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} \quad (3.33)$$

bunda $\varphi_1 - \varphi_2 = U$, potentsiallar farqi yoki kuchlanish ham deyiladi.

Kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqi va qoplamalar orasida vujudga kelgan bir jinsli joydan kuchlanganligi E orasida quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$U = E \cdot d \quad (3.34)$$

Ikkinchi tomondan, qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot S} \quad (3.35)$$

bunda S -qoplamaning yuzi, σ -qoplamadagi zaryadning sirt zichligi, ε -qoplamalar orasidagi muhitning dielektrik singdiruvchanligi. (3.35) va (3.34) dan

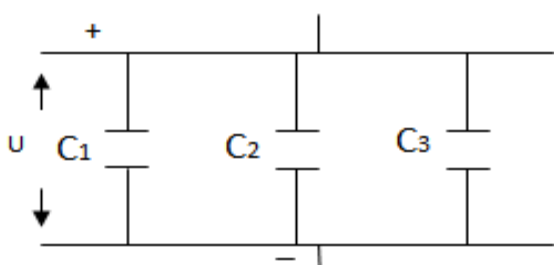
$$U = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon S} \quad (3.36)$$

(3.36) ni (3.33) ga quyib yassi kondensatorni elektr sig'imini topamiz:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q}{\frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon S}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \quad (3.37)$$

Demak, yassi kondensatorning elektr sig'imi kattaroq bo'lishi uchun, qoplamalarning yuzini kattaroq olish, qoplamalarni mumkin qadar yaqinroq joylashtirish va qoplamalar orasiga dielektrik singdiruvchanligi kattaroq bo'lgan dielektrik joylashtirish lozim ekan. oplamalar orasidagi dielektrik ikkita vazifani bajaradi. Birinchidan, dielektrik qutblanadi va xususiy elektr maydon vujudga keltiradi. Shuning uchun qoplamalar orasidagi elektr maydon susayadi. Natijaviy maydonning susayishi esa o'z navbatida qoplamalar orasidagi potentsiallar farqini kamaytiradi (chunki $U=Ed$) va kondensatorning elektr sig'imini oshishiga sabab bo'ladi.

Ikkinchidan dielektrik zaryadlarni bir qoplamadan ikkinchisiga o'tishiga to'sqinlik



qiladi, ya'ni o'zining izolyatsion xususiyatlarini namoyon qiladi.

Ba'zan kerakli elektr sig'imini hosil qilish maqsadida bir necha kondensatorlarni bir-biriga ulanadi, ya'ni kondensatorlar batareyasi hosil qilinadi. Kondensatorlarni paralel

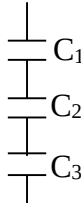
ulaganda barcha kondensatorlardagi kuchlanishning qiymati (U) bir xil, lekin batareyaning umumiy zaryadi (q_b) alohida kondensatorlardagi zaryadlarning yig'indisiga teng:

$$q_b = \sum q_i = \sum C_i U = U \sum C_i \quad (3.38)$$

U holda parallel ulangan kondensatorlar batareyasining umumiy sig'imi

$$C_\delta = \frac{q_b}{U} = \frac{U \sum C_i}{U} = \sum C_i \quad (3.39)$$

ya'ni $C_b = C_1 + C_2 + \dots + C_n$


 Kondensatorlar ketma-ket ulanganda alohida kondensatorlardagi zaryad miqdorlari teng bo'ladi. Lekin har bir kondensatordagi kuchlanish ushbu kondensatorning elektr sig'imiga bog'liq, ya'ni

$$U_i = \frac{a}{c_i} \quad (3.40)$$

Batareyaning kuchlanish (birinchi kondensatorning birinchi qoplamasi bilan oxirgi kondensatorning ikkinchi qoplamasi orasidagi potentsiallar farqi esa alohida kondensatorlardagi kuchlanishlarning yig'indisiga teng

$$U_\sigma = \sum U_i = \sum \frac{q}{C_i} = q \sum \frac{1}{C_i} \quad (3.41)$$

Ikkinchi tomondan

$$C_\sigma = \frac{q}{U_\sigma} \text{ yoki } \frac{1}{C_\sigma} = \frac{U_\sigma}{q} \quad (3.42)$$

(3.41) va (3.42) dan $\frac{1}{C_\sigma} = \frac{U_\sigma}{q} = \frac{q \sum \frac{1}{C_i}}{q} = \sum \frac{1}{C_i}$

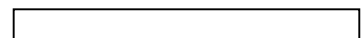
ya'ni $\frac{1}{C_\sigma} = \sum \frac{1}{C_i} \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}$

Demak, kondensatorlarni ketma-ket ulaganda ularning sig'imlariga teskari kattaliklar qo'shiladi.

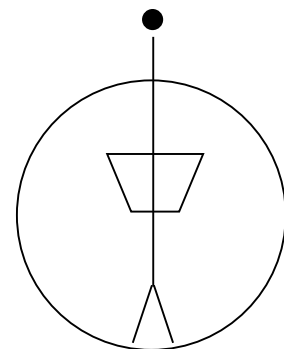
Dielektriklar va ularni qutblanishi.

Dielektriklar ham har qanday modda kabi atomlar va molekulalardan tarkib topgandir. Odatda dielektrlarda erkin zaryadlar bo'lmaydi. (N_2 , H_2 , CO_2 , CH_2). Zaryadlangan elektrometrga zaryadlanmagan biror dielektrikni, masalan yo'g'on shisha plastinkani yaqinlashtirsak elektrometrning ko'rsatishi kamayadi, plastinka o'zoqlashtirilsa esa yana ilgarigi holatni ko'rsatadi. Tajribalarni ko'rsatishi elektr maydoniga kiritilgan dielektrikda elektr zaryadlar hosil bo'lar ekan. Bunda dielektrikda elektr qutblar vujudga keladi. Shu sababli bu hodisani dielektrlarni qutblanishi deb ataladi. Vujudga kelgan zaryadlar esa qutblovchi zaryadlar deyiladi. Bu neytral molekulalarning har biridagi musbat va manfiy zaryadlarni qarama-qarshi tomonga siljishidan yuzaga keladi. Bunda har bir

+ + + +



- - - -



molekulalarning bir uchida musbat zaryad boshqa uchida esa manfiy zaryad xosil bo'ladi va har bir molekula elektr dipolga aylanadi.

O'zaro qatti bog'langan va bir-biridan ℓ masofada joylashgan kattaligi $+q$ va $-q$ bo'lgan ikkita nuqtaviy zaryad qo'sh elektr dipoli deb ataladi. Zaryad q ning dipol uzunligi ℓ ga ko'paytmasi dipolni elektr momenti deyiladi.

$P=q\ell$ ℓ -dipol yelkasi, dipolni elektr momenti dipol bo'ylab manfiy zaryaddan musbat zaryadga tomon yo'nalgan vektordir. Qutbli molekulalardan (dipoldan) iborat dielektrlarni tashqi elektr

maydonga joylashtirilsa dipolga juft kuch ta'sir etadi. Natijada dipollar tashqi maydon bo'ylab yo'naladi. Shuning uchun dielektrikni bunday qutblanishini yo'nalishli qutblanish deyiladi. Bunday qutblanish temperaturaga teskari proporsionaldir, chunki

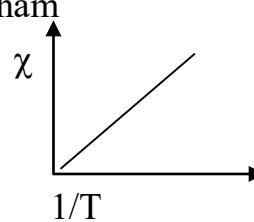
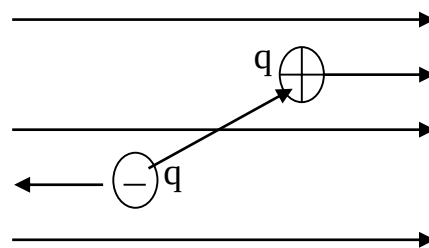
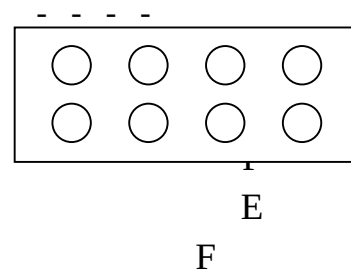
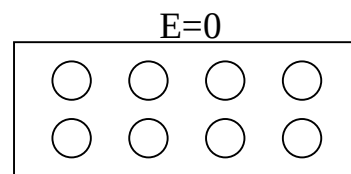
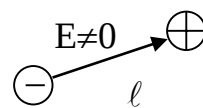
temperatura ortishi bilan dipollarning xaotik harakati kuchayib, ularning maydon bo'ylab tartibli joylashuvini bo'zadi.

Qutblanish vektori. Dielektrik qabul qiluvchanlik. Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun qutblanish vektori degan kattalik qo'llaniladi. Qutblanish vektori dielektrikning birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisidir. $P = \sum P_{\text{эл}} / V$ Rel-dipolni elektr momenti.

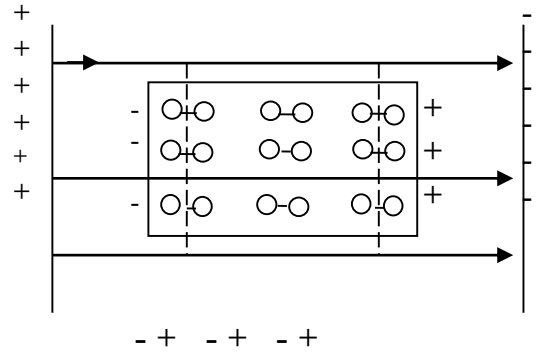
Tajribalarning ko'rsatishicha, izotrop dielektrlarda qutblanish vektori bilan maydon kuchlanganligi orasida quyidagi bog'lanish bor ekan. $P = \chi_e \epsilon_0 E$ χ_e -dielektrik qabul qiluvchanlik bo'lib E ga bog'liq emas, u o'lcham siz kattalik. χ_e ning qiymati T ga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. $\chi_e > 0$ bo'ladi $\chi_{\text{спирт}} = 25$; $\chi_{\text{сув}} = 80$.

Bog'langan va erkin zaryadlar. Bir jinsli dielektrik bo'lagini ikkita cheksiz zaryadlangan plastinka elektr maydoniga joylashtiraylik. Dielektrikni qutblanishi

natijasida dipollar maydon bo'ylab yo'naladi. a, b soxada qo'shni dipollarning qarama-qarshi zaryadaryadlari bir-birini neytrallaydi. Natijada dielek-



trikning tashqi maydon kuchlanganlik chiziqlari kiradigan sirtida manfiy zaryadlar va kuchlanganlik chiziqlari chiqadigan sirtida esa musbat zaryadlar vujudga kelar ekan, ya'ni dielektrik qutblanadi. Bu zaryadlar dielektrik molekulalari bilan bog'langan bo'lib bu molekuladan tashqariga ko'cha olmaydi. Shuning uchun ularni bog'langan zaryadlar (q^1) deb ataladi.



Erkin zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydon kuchlanganligi E_0 bog'langan zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydon kuchlanganligini E^1 bo'lsa, dielektrikdagi natijaviy elektr maydon kuchlanganligi $E = E_0 - E^1$ E^1 ni yo'nalishi E^0 ni yo'nalishiga qarama-qarshi

Bunda
$$E^1 = \frac{\sigma^1}{\varepsilon_0}$$

(ikkita cheksiz zaryadlangan tekislikda maydon kuchlanganlik) u holda

$$E = E_0 - \frac{\sigma^1}{\varepsilon_0} \quad (3.43)$$

Xisoblarning ko'rsatishicha

$$\sigma^1 = P \quad (3.44)$$

ya'ni bog'langan zaryadlarning sirt zichligi qutblanuvchanlik P ga teng ekan.

$$P = \chi \varepsilon_0 E$$

Ekanligini e'tiborga olib va (3.43) hamda (3.44) ga asosan quyidagiga ega bo'ladi.

$$E = E_0 - \frac{\sigma^1}{\varepsilon_0} = E_0 - \frac{P}{\varepsilon_0} = E_0 - \frac{\varepsilon_0 \chi E}{\varepsilon_0}$$

$$E = E_0 - \chi E \quad \text{yoki} \quad E_0 = E (1 + \chi)$$

Bundan dielektrik ichidagi natijaviy elektr maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{E_0}{1 + \chi}; \quad E = \frac{E_0}{\varepsilon}; \quad \frac{E_0}{E} = \varepsilon$$

$1 + \chi = \varepsilon$ o'lchamsiz kattalik bo'lib muhitning dielektrik singdiruvchanligi deyiladi. $\varepsilon > 1$ muhitning dielektrik singdiruvchanligi ε elektr maydoniga kiritilgan dielektrikdagi maydon vakuumdagi maydon kuchlanganligiga nisbatan necha marta susayishini ifodalaydi.

Elektr siljish (induksiya) vektori. Vakuumdan dielektrik doimiysi ε ga teng bo'lgan muhitga o'tilganda maydon kuchlanganligi E va uni tasvirlovchi chiziqlar soni

ε marta kamayganligi sababli elektr maydonni $D = \varepsilon \varepsilon_0 E$ kattalik bilan xarakterlash qulay. Bu kattalik ikkinchi muhitga o'tgan vaqtda o'zgarmaydi. (ε necha marta ortsa, E shuncha marta kamayadi), va elektr induksiya vektori deyiladi. $D = \varepsilon \varepsilon_0 E$

qutblanuvchanlik $R = \chi \varepsilon_0 E$ va $\varepsilon = 1 + \chi$ ni e'tiborga olib quyidagini hosil qilamiz

$$D = \varepsilon \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E + \chi \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E + R$$

Elektr induksiya (siljish) vektori D ning yo'nalishi E va R larning yo'nalishlari bilan bir xil. D ning o'lchov birligi $[D] = \text{Kl}/\text{m}^2$. Maydon kuchlanganligi chiziqlari kabi maydon induksiyasi D ham elektr siljish chiziqlari yordamida ham ifodalanadi. D vektorining chiziqlari esa faqat erkin zaryadlarda boshlanib erkin zaryadlarda tamom bo'ladi va ikki muhit chegarasida o'zulishga ega emas. Dielektrikdagi elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasi

$$F = \oint D ds = \Sigma q$$

ya'ni elektr induksiya vektorining ixtiyoriy yog'i sirt orqali doimi shu sirt ichida joylashgan erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng. Demak, elektr induksiyasi faqat erkin zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydonni ifodalaydi.

Elektrostatik maydon energiyasi. Zaryadi q , sig'imi S , potentsiali φ bilan o'tkazgich sirtiga cheksizlikdan dq zaryadni ko'chirish uchun shu zaryadlangan o'tkazgich atrofidagi fazo sohasida mavjud bo'lgan elektr maydon kuchlariga qarshi

$$dA = \varphi dq \quad (3.45)$$

ish bajarish lozim.

$$q = C\varphi \text{ ekanligini hisobga olsak } dA = \varphi d(C\varphi) = S\varphi d\varphi$$

Bu o'tkazgich potentsialini $d\varphi$ qadar ortishi uchun bajarilishi lozim bo'lgan ishni ifodalaydi. Zaryadlanmagan (potentsiali 0 bo'lgan) o'tkazgich potentsialini φ ga yetkazish uchun bajarilishi kerak bo'ladigan ish

$$A = \int_0^\varphi C\varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} \quad (3.46)$$

Zaryadlangan o'tkazgich energiyasi shu o'tkazgichni zaryadlash uchun bajariladigan ish bilan aniqlanadi. Demak, zaryadlangan o'tkazgich energiyasi

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{C}{2} \left(\frac{q}{C} \right)^2 \varphi = \frac{q^2}{2C}; \quad \left(\varphi = \frac{q}{C} \right)$$

Zaryadlangan kondensator qoplamalari orasida U kuchlanish mavjud bo'lgan holda bir qoplamadan ikkinchi qoplamaga dq zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish

$$dA = U dq \quad q = CU \text{ dan}$$

$$dA = \frac{1}{C} q dq$$

Bu ifodani integrallab, zaryadlanmagan kondensatorni zaryadlash uchun bajariladigan ishni, ya'ni zaryadlangan kondensator energiyasini topamiz

$$W = A = \int_0^q \frac{1}{C} q dq = \frac{q^2}{2C} = \frac{C^2 U^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}$$

$$W = \frac{CU^2}{2} \quad (3.47)$$

Yassi kondensator elektr sig'imi $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$ va uning qoplamalari orasidagi kuchlanish $U = Ed$ ekanligidan foydalanib yassi kondensator energiyasini topamiz:

$$W_s = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \cdot E^2 d^2 = \frac{\epsilon \epsilon_0}{2} E^2 S d \quad (3.48)$$

qoplamalar orasidagi hajmi $V = Sd$ elektr maydon energiyasini xarakterlaydi. Birlik hajmga to'g'ri keluvchi elektr maydon energiyasi, ya'ni elektr maydon energiyasining zichligi:

$$\omega_s = \frac{W_s}{V} = \frac{W_s}{S \cdot d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2$$

Agar elektr induksiyasi $D = \epsilon_0 \epsilon E$ ekanligini hisobga olsak

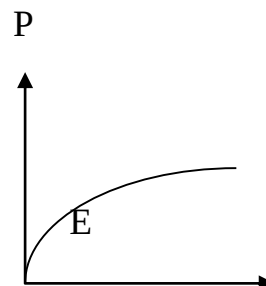
$$\omega_s = \frac{ED}{2}$$

Segnetoelektriklar. Tashqi maydon bo'lmaganda spontan (o'z-o'zidan) qutblanish qobiliyatiga ega bo'lgan moddalar gruppasi bor. Bunday hodisa dastlab segnet to'zida (kaliy-natriyli o'sh to'z) ko'zatilgani uchun, shu moddalarning barchasini segnetoelektriklar deb ataladi. Segnet to'zining elektr xususiyatlarini birinchi bo'lib sovet fiziklari I.V. Kurchatov va P.P. Kobeko mukammal o'rgangan.

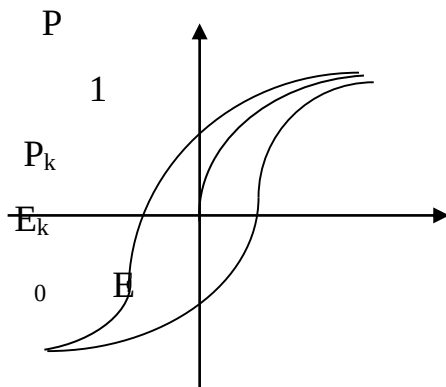
Segnetoelektriklar uchun xarakterli bo'lgan xususiyatlar quyidagilardan iborat:

1. Segnetoelektrlarning dielektrik singdiruvchanligi nihoyatda katta qiymatlarga ega bo'ladi ($\epsilon \gg 1$). Masalan segnet to'zi uchun $\epsilon = 10000$, bariy titanati uchun $\epsilon = 7000$
2. Segnetoelektrlarning dielektrik singdiruvchanligi tashqi maydon kuchlanganligiga bog'liq. Shuning uchun qutblanish vektori P ning E ga bog'liqligi chiziqli emas.

Segnetoelektrlarning qutblanish vektori P ning qiymati bu segnetoelektrik dastlab qanday sharoitda bo'lganligiga ham bog'liq. $P = f(E)$ (dastlabki holat). Rasmda E ning bir xil qiymatiga R ning uch xil qiymati



to'g'ri kelyapti R ning uch xil qiymati to'g'ri kelyapti (dielektrik gisterezes). Segnetoelektrlarning bu xarakterli xususiyatlari ularda domenlar deb ataluvchi spontan (o'z-o'zidan) qutblanish sohalari mavjudligi bilan tushuntiriladi.



Segnetoelektrik xossalari haroratga kuchli bog'liq. Harorat biror T_k qiymatidan ortganda (bu temperatura turli moddalar uchun turlicha bo'ladi) segnetoelektrik xossalari yo'qoladi va segnetoelektriklar oddiy dielektrikka aylanadi. Bu temperatura Kyuri temperaturasi yoki Kyuri nutasi deyiladi. Ba'zi hollarda

masalan, segneto'zi uchun ikkita Kyuri temperaturasi mavjud bo'lib ($+22,5^{\circ}\text{S}$ va -15°S). Mana shu ikkala nutqa orasida yotgan temperaturalardagina segnetoelektrik xususiyatlar ko'zatiladi.

3.3.O'GARMAS ELEKTR TOKI VA UNING QONUNLARI.

Elektr toki va uning asosiy xarakteristikalar. Agar o'tkazgichda elektr maydon xosil qilinsa u holda zaryadlangan zarralar tartibli harakat qiladi. Zaryadlangan zarralarning tartibli harakati elektr toki deyiladi. Metallarda faqat elektronlar erkin ko'chishi mumkin shuning uchun metallardagi elektr tok o'tkazuvchanlik elektronlarining harakatidir. Gazlarda ionlar ham, elektronlar ham, harakatlanuvchan holatda mavjud bo'lishi mumo'qin.

Elektr tokining yo'nalishi sifatida musbat zaryadlarning tartibli harakat yo'nalishi qabul qilingan. Elektr tokini xarakterlovchi kattaliklar tok kuchi va tok zichligidir.

O'tkazgich ko'ndalang kesimidan vaqt birligida o'tayotgan zaryad midori bilan xarakterlanuvchi kattalik tok kuchi deyiladi. Agar ko'zatilayotgan yuza orqali dt vat

davomida dq zaryad miqdori o'tayotgan bo'lsa bunday tokning kuchi: $I = \frac{dq}{dt}$; yoki

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}$$

Vaqt o'tishi bilan tokning yo'nalishi va tok kuchi o'zgarmasa, bunday tok o'zgarmas tok deyiladi. $I = \frac{q}{S}$

Zaryadlarning harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzaga mos keluvchi tok kuchiga tok zichligi deyiladi. $[I] = \frac{1\text{K}\ell}{1\text{s}} J = \frac{1}{S}$

Tok kuchining o'lchov birligi - 1amper =A

Tok zichligining o'lchov birligi $[j] = \frac{A}{m^2}$

Elektr zaryadi oqimi

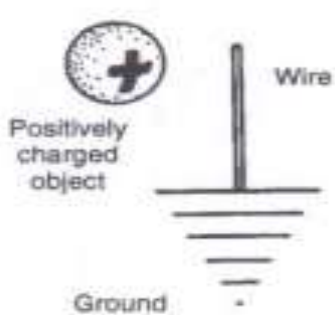
Faraz qilamiz, simning bir uchi juda katta o'tkazgich bilan ulangan. Shuning uchun ob'ekt zaryad zichligini o'zgartirmasdan unga elektron qo'shishimiz yoki olishimiz mumkin. Agar ob'ektga elektronlar qo'shilganda ular shunday taqsimlanadiki ko'p bo'lmagan qo'shimcha elektronlarning nisbiy soni qandaydir bir bo'lakda ko'p bo'ladi. Bunday ob'ekt odatda "yer" deb ataladi.

Simning bir uchi bilan Yerga ulangan, faraz qilamiz, manfiy zaryadlangan ob'ekt simning ikkinchi uchiga ulanadi. Bunday ulaganimizda, elektronlar sim bo'ylab pastga harakat qilib, elektr toki hosil qilib, zaryadlangan ob'ektdan yerga o'tadi. Bu tok davomiyligi bo'yicha juda qisqa bo'ladi, bir sekundgacha bo'lishi mumkin. Keyinchalik biz elektronlar manbai yordamida elektron zaxirasini to'ldirishi usullarini ko'rib chiqamiz va bu elektronlar simda doimiy tok hosil bo'lishi uchun ketib qoladi. Quyidagi diagrammani ko'rib chiqamiz.

- a) Qachon ob'ekt simga tegsa, elektronlar bilan nima sodir bo'ladi?
- b) Musbat zaryadlangan ob'ekt uchun nimaga "Eng yaxshi yer mavjud"

Javoblar:

- a) Elektronlar yerdan simga qarab harakatlenganda va musbat zaryadni bir xil qilish uchun ob'ektga boradi.
- b) Bu eng katta ob'ekt hisoblanadi.



Fiziklar o'tkazgichdagi oddiy tok yo'nalishi haqida musbat zaryadlar oqimining yo'nalishi qabul qilingan diyishadi. Boshqacha aytadigan bo'lsak, elektr toki o'tkazgichning musbat uchidan manfiy uchiga qarab oqadi. Bu bir lahzalik tartibsizlikni yuzaga keltirishi mumkin. Protonlar sim orqali harakat qilmaydi. Biz elektronlarni tok o'tkazuvchi

simda harakatlanuvchi ob'ekt deb bilamiz. Tok musbatdan manfiyga yo'nalishini ko'rib chiqish qulayroq, elektronlar tok tashuvchi hisoblanadi, chunki "musbat" va "manfiy" ionlari oldindan ma'lum bo'lgan, shuning uchun ham fizikada tok musbatdan manfiyga harakatlanadi deyiladi. 1-rasmga qaytamiz.

- a) Elektronlar qaysi yo'ldan harakatlanadi?
- b) Oddiy elektr toki qanday harakatlanadi?

Javoblar:

- a) sim bo'yicha (manfiydan musbatga).

b) simda (musbatdan manfiyga).

Oldingi bobda biz elektr zaryadi birligi kulon ekanligini ko'rdik. Elektr tokining birligi esa Amper. Nuqtada vaqt birligida harakatlanayotgan o'tkazgichdan oqayotgan 1 Kulon zaryadning oqimi 1A bo'ladi. Shunday qilib,

1 amper = 1 kulon / sekund

a) 2Kl zaryadning 0,1 soniyada oqib o'tganda qancha Amper tok bo'ladi?

b) 2 soniyada 60 mikrokulon zaryad oqib o'tishi natijasida qancha Amper bo'ladi?

(1 mikrokulon = 10^{-6} kulon)

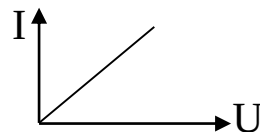
Javoblar:

a) 20;

b) $3 \cdot 10^{-5}$ amper (0.00003 amper yoki 30 microamper) (1- ilovaga qarang.)

Zanjirni bir qismi uchun Om qonuni. O'tkazgichning qarshiligi. Nemis fizigi Georg Om 1826 yilda aniqlagan qonuniga binoan bir jinsli metall o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi o'tkazgichdagi kuchlanish tushuviga proporsional metall

$$I = \frac{1}{R} U$$



R- o'tkazgichning elektr qarshiligi, u zaryadlarning tartibli harakatiga metall o'tkazgich ko'rsatadigan qarshilikni xarakterlaydi. qarshilikni o'lchov birligi 1Om. Ikki uchidagi kuchlanish 1V bo'lganda 1A tok o'tadigan U o'tkazgichning elektr qarshiligi 1 OM bo'ladi. 1R- elektr o'tkazuvchanlik deyiladi. $1\text{Om} = \frac{1\text{V}}{1\text{A}}$

Batareyalar va kuchlanish. Batareya tashish elektr zaryadining manbai bo'lib, o'tkazgichda to'k o'tishini ta'minlaydi. Batareyadagi manfiy va musbat zaryadlarda kimyoviy reaksiya bo'ladi, natijada batareyadagi bir elektrod musbat, ikkinchisi esa manfiy bo'ladi. Batareyaning ikki klemmasi (sim bilan) ulanganda elektronlar oqimi yuzaga keladi. Agar bu oqim uncha katta bo'lmasa, batareyadagi kimyoviy jarayon davom etib, 1- elektrodagi elektronlar 2- elektrodga o'tib avvalgi zaryadini saqlaydi.

a) Batareyadagi kimyoviy jarayonda qaysi elektroddan elektronlar olinadi?

b) Elektronlar qaysi elektroddan sim orqali oqib chiqadi?

c) Tokning sim orqali oddiy oqimi qaysi yo'nalishda bo'ladi?

Javoblar:

a) musbat;

b) manfiy;

c) musbatdan manfiyga.

E'tibor bergan bo'lsangiz, batareyaga "volt" belgi qo'yilgan. Umumiy fonar batareyasi, masalan, 1,5 voltni tashkil etadi. Batareya kuchlanishi bitta elektrodagi har bir Kulon zaryadda qancha ko'p energiya borligini ko'rsatadi. Zaryad bir elektroddan 2-chi elektrodga o'tganda energiya yo'qotadi, bu yo'qolgan energiya issiqlik va yorug'likka aylanadi. Shunday qilib, qachonki 1Kl musbat zaryad 1.5 V li batareyaning musbat qutbidan manfiy qutbiga o'tganda, u ma'lum energiyani yuqotadi (beradi). 2 kulon zaryad oqimi 1,5 volt lik batareyadan oqib o'tsa, ikki marta ko'p energiya yo'qotadi. 3 kulon uch marta ko'p energiya yo'qotadi. Kuchlanish har bir zaryad kulon bergan energiyaga teng.

a) Agar 1 kulon zaryad 3 voltli batareyadan oqib o'tgandagi energiyani 1 Kl zaryad 1,5 volt akkumulyatorda o'tgandagi energiya bilan solishtiring.

b) Musbat va manfiy elektroddan qaysi birida musbat zaryad ko'p energiyaga ega?

Javoblar:

a) ikki marta ko'p;

b) manfiy (chunki u musbatelektrodga energiya beradi);

c) musbat.

Kuchlanish termini bir marta zaryadlanish energiyasini ifodalaydi, lekin buning o'rnida potentsiallar farqi texnik termini ishlatiladi. Standart fonar batareyasi klemmasidagi potentsiallar farqi 1.5 V ni tashkil etadi.

$$\text{volt} = 1 \text{ joul} / \text{kulon} \quad 1\text{V}=1\text{J/Kl}$$

Kulon zaryadining energiya miqdori sarfi potentsiallar farqi 1V ga kamaysa 1J ni tashkil etadi. (Tabiiyki musbat tok musbatdan manfiyga boradim, xuddi yuqoridan pastga tushayotgan ob'ekt kabi. O'xshashlik uchun biz ko'pincha elektr zaryadining "tushishi" deb gapiramiz.)

Muddatli kuchlanish zaryadi energiyasini tasvirlashi mumkin, lekin bu ko'proq texnik atamadir.

Standard chiroq batareyaning terminallari 1,5-volt hisoblanadi. 1 volt bir potentsial farq 1 Joul hisoblanadi, u tushganda energiya miqdori bir kulon yo'qotadi.

zaryad uch kulon

a) 1.5voltlik batareyadan 3 Klzaryad oqimi olinsa, elektr zaryadi qancha energiya yo'qotadi?

b) 12 Joul energiya olish uchun 3voltlik batareya klemmalari orasida qancha zaryad oqib o'tadi?

Javoblar:

a) 4,5 Joul (3-1.5);

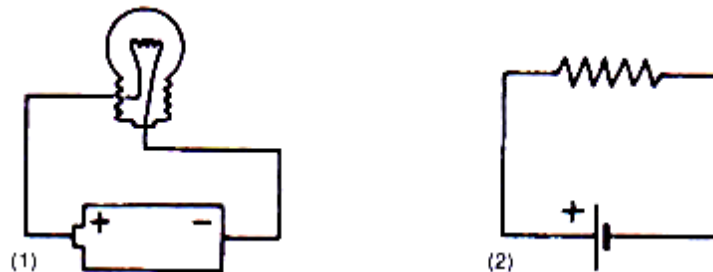
b) 4 kulon

Om qonuni. Qoida bo'yicha batareya bitta kontakt klemmasiga o'tkazgich ulanmasa, juda katta tok oqishiga olib keladi, natijada batareya zaryad klemmalarida kerakli tezlikda qayta tiklay olmay qoladi. Batareya "pasayadi" (kamayadi). Bundan

tashqari, zanjir foydali hech narsa bajarmaydi, Faraz qilamiz, 1-rasmda ko'rsatilganidek, zanjirda lampa mavjud.

Biz ko'pincha zanjirda turli elektr komponentlarni ifodalash uchun belgilardan foydalanamiz. 2-rasmda zanjir ko'rsatilgan. Arra shaklidagi belgi bu holdalampani belgilaydi, lekin u elektr toki oqimiga qarshilik qiluvchiqurilmani tashkil etishi mumkin va u qurilma ma'lum kuchlanish bilan oqayotgan tok kattaligini kamaytiradi. Biz bu qurilmani qarshilik deb ataymiz. Tok oqimiga qo'yilgan katta qarshilikdanqanday effekt kutish mumkin?

Javob: Tokni kamaytiradi.



Kuchlanish, tok va qarshiliklar orasidagi bog'lanish Om qonuni orqali ifodalanadi.

Kuchlanish (V) = Tok (Amper) * Qarshilik (Om) yoki $V = IR$ bu erda I – elektr tokini ifodalaydi. Qarshilik (R) Om da o'lchanadi. Potensiallar farqi (kuchlanish) energiyaning kulonga nisbati tarzida aniqlanishiga qaramasdan buni elektr toki oqishiga ta'sir qiluvchi “bosim” deb o'ylash mumkin, chunki suvning katta bosimi trubada oqayotgan suv miqdorini oshishiga olib keladi. Katta kuchlanishesa, katta tok oqishiga olib keladi.

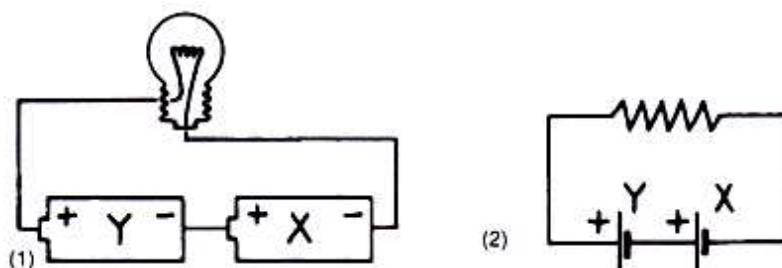
a) Om birlik amper va volt orqali qanday bo'ladi?

b) Faraz qilamiz, 3V lik batareyadan 30 om qarshilikli lampani yoqish uchun qancha tok oqishi kerak? $V = IR$ formuladan foydalaning.

a) V/A

b) 0.1 A. $I = V/R = 3V/30 \text{ Om} = 0.1 \text{ A}$.

Ketma-ket va parallel akkumulyatorlar. Ko'pchilik fonar shunday ishlaydi, qachonki 3V ga ulansa, ma'lum joyli yorqin qilib beradi. (Agar biror yoqilg'i yoqilsa, tez yonib bo'ladi, agar sovuqroq jism yoqilsa, ular kerakli yorug'lik qilibbera olmaydi), chunki umumiy fonarda 1.5 voltlik batareyadan ikkitasi ulanadi.

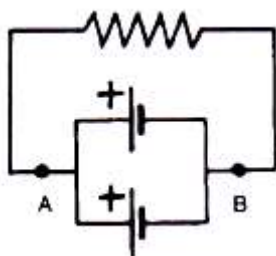


Rasmning birinchi qismida fonar lampasini yoqish uchun 3 volt berilgan. Rasmning ikkinchi qismida elektr zanjir ko'rsatilgan (Batareya belgisiga e'tibor bering) batareyaning X musbat klemmasi manfiy klemmaga nisbatan 1.5 volt ko'p kuchlanishga ega, batareyaning manfiy klemmasi Y esa bevosita unga ulangan. Bu holda batareyaning musbat qutbi 1.5 volt ko'p kuchlanishga ega bo'ladi. Batareyaning bunday musbati manfiyiga ulanishi "ketma-ket" ulanish deyiladi.

- a) Ikki batareya ketma-ket ulanganda umumiy kuchlanish (potentsial farqi) qanday bo'ladi?
 b) Umuman ketma-ket ulangan batareyalar umumiy kuchlanishini qanday topamiz?

Javoblar:

- a) 3 V;
 b) individual kuchlanishlar qo'shiladi



Rasmda ko'rsatilganidek, ikki batareya yonma-yon ulanganda (musbat musbatga va manfiy manfiyga). Bunday ulangan batareyalar "parallel" ulanish deyiladi. Qarshilik (lampani ifodalaydi) orqali o'tayotgan potentsiallar farqi batareya ulanganda, bitta batareyadagi potentsiallar farqiga teng bo'ladi. Buning afzalligi batareya ko'proq ishlaydi. Ya'ni ular lampa orqali ko'proq zaryad o'tkazish imkoniyatiga ega bo'ladi.

- a) Ikki batareya ketme-ket ulanganda va parallel ulanganga qaraganda, effektiv qarshiligi necha marta ko'p bo'ladi?
 b) Rasmdagi batareya 1.5 volt bo'lsa, A va B nuqtalar orasidagi potentsiallar farqi qancha bo'ladi?

Javoblar:

- a) ikki marta
 b) 1,5volt

O'tkazgichning qarshiligi uning o'lchamlariga, shakliga va uni qanday materialdan yasalganligiga bog'liq. Silindrsimon o'tkazgich uchun

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S}$$

Bunda ρ -solishtirma elektr qarshiligi bo'lib, o'tkazgich materialining tabiatiga bog'liq ρ ni o'lchov birligi $[\rho] = \text{Om} \cdot \text{m}$

O'tkazgich qarshiligi temperaturaga mos ravishda quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgaradi. $R = R_0(1 + \alpha t)$

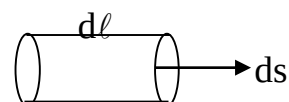
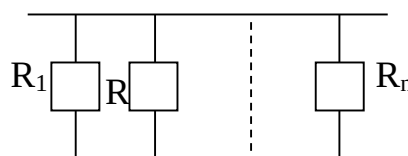
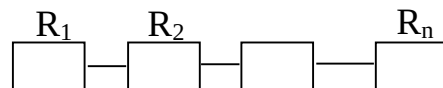
$R_0 = 0^\circ\text{C}$ dagi; $R - t^\circ\text{C}$ dagi qarshilik. α -qarshilikning temperatura koeffitsienti. $\alpha = 1/173$ grad $^{-1}$. $R = R_0 \alpha T$; $T = 273 + t$

qarshiliklar ketma-ket ulanganda umumiy qarshilik

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + \dots + R_n$$

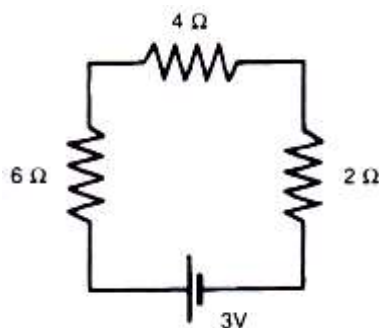
qarshiliklar parallel ulanganda umumiy qarshilik

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots + \frac{1}{R_n}$$



Ketma-ket va parallel ulangan qarshilik

Rasmda ketma-ket ulangan uchta qarshilik ko'rsatilgan.



Ketma-ket ulanishda, tok batareyaning birinchi klemmasidan ikkinchisiga borish uchun uchala qarshilikdan o'tishi kerak. Ketma-ket ulangan zanjirdagi umumiy qarshilik har bir qarshilik yig'indisidan iborat bo'ladi.

- Rasmdagi zanjirning umumiy qarshiligi qanday?
- OM qonunini foydalanib qancha tok oqishini toping.

Javoblar:

- 12 Om
- 0.25 amper ($I = V / R = 3/12 = 0.25$)

Ketma-ket ulangan bir nechta qarshiliklarning umumiy kuchlanisi har bir qarshilik kuchlanish tushishlarining yig'indisiga teng bo'ladi. Oldingi rasmdagi faqat bitta qarshilikdagi potentsiallar farqini hisoblaymiz. Qarshilik 2 Om deb ko'rib chiqamiz. Bundagi tok 0.25 A bo'ladi. (Tok butun zanjir orqali oqadi).

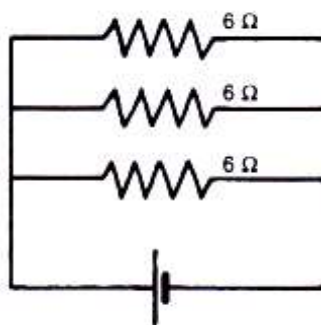
2 Om qarshilikdan 0.25 A tok o'tsa, Ohm qonunidan foydalanib kerakli kuchlanishni topamiz.

$$V=IR= 0,25 \text{ amp} * 2 \text{ Om} = 0,50 \text{ volt}$$

- a) 4 Om qarshilikdagi kuchlanishnimaga teng?
- b) 6 Om qarshilikdagi kuchlanishnimaga teng?
- c) Uchta qarshilikdagi kuchlanishlar yig'indisi nimaga teng?
- d) Bu kuchlanish batareya kuchlanishi bilan qanday solishtiriladi?

Javoblar:

- a) 1 volt
- b) 1,5 volt
- c) 3 volt
- d) bir xil bo'ladi



Rasmda "parallel" ulangan qarshiliklar ko'rsatilgan. Parallel ulangan zanjirda tok batareyaning birinchi qutbidan ikkinchi qutbiga borish uchun yo'l tanlaydi. Bu holda, har bir qarshilik 6 Omga teng. Chunki, tok uchta yo'nalish bo'ylab oqadi, shuning uchun tok uchta yo'nalishlarga bo'linadi. Parallel ulangan qarshiliklarning effektiv qarshiligi alohida olgan har bir qarshilikda har doim kam bo'ladi. Parallel zanjirdagi effektiv qarshilik R quyidagi tenglama bilan aniqlanadi:

$$1/R=1/R_1+1/R_2+1/R_3$$

Bu yerda R_1 , R_2 , R_3 zanjirdagi alohida qarshiliklar.

Rasmdagi uchta qarshilikning effektiv qarshiligini hisoblaymiz.

Javob: 2 Om.

Ketma-ket va parallel ulash. Zanjirdagi lampa kuygan vaqtda qanday effekt bo'lishini ko'rib chiqamiz. Agar lampa ichidagi kichkina sim (speral) yonib turganda, lampa yonib turadi. Lampa yonib turganda (lampa ichidagi sim molekulalari sekin-asta parlanib qattiq holatdan gaz holatga o'tadi. Shunday qilib, lampa ichidagi sim borgan sari ingichkalashib va oxir oqibat o'ziladi).

11-bo'limda 3 ta lampa parallel ulangan zanjirni ko'rib chiqamiz. Faraz qilaylik, lampalardan birining ichidagi simi o'zilgan.

- a) Boshqa ikkita lampa bilan nima sodir bo'ladi?

- b) Kuygan lampaning boshqalaridan farqi bormi?
 c) Bitta lampa olib tashlansa, archadagi hamma lampalar o'chib qolsin. . Bu holda ketma-ket ulanish bo'ladimi yoki parallel ulanish bo'ladimi?

Javoblar:

- a) Ular yonadi.
 b) yo'q (Ular hammasi kuyganidan qat'iy nazar, farq qilmaydi);
 c) ketma-ket.

Endi 13-bo'limdagi rasmda ko'rsatilgan parallel ulangan zanjirni ko'rib chiqamiz. Zanjirdagi lampalardan bittasi kuyib qolsa, tok boshqa o'tkazgichlardan o'taberadi. Kuygan lampa bo'lgan o'tkazgichdan tok o'tmaydi. Shunga e'tibor beringki, "parallel" so'zi, qarshiliklar bir-biriga geometrik parallel emas, balki elektr zaryadining batareya musbat qutbidan manfiy qutbiga borish uchun turli yo'llar mavjud. Batareya bu klemmasidan 2-siga boshqa o'tkazgich orqali o'tishi mumkin.

- a) Agar shu zanjirda ikkita lampa kuyib qolsa, uchinchi lampa bilan nima yuz beradi?
 b) Sizning uyingizdagi zanjir ketma-ketmi yoki parallel?

Javoblar:

- a) yonib turaveradi,
 b) parallel (Agar bir elektr qurilma kuysa yoki o'chirilsa, qolganlari ishlayveradi).

Om qonuni differensial ko'rinishda yozish mumkin.

Silindr ko'ndalang kesimidagi tok: $I = j dS$ ds

Silindrga quyilgan kuchlanish: $u = Ed\ell$ silindr qarshilik $R = \rho \frac{dl}{ds}$

u holda $I = \frac{U}{R}$ dan $j ds = \frac{Edl}{\rho \frac{dl}{ds}}$ yoki $j = \frac{1}{\rho} E$

$\frac{1}{\rho} = \sigma$ solishtirma elektr o'tkazuvchanlik

Demak $j = \sigma E$ Bu Om qonuning differensial ko'rinishi.

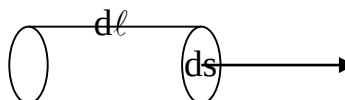
Joul-Lens qonuni. O'tkazgichdan elektr toki o'tganda o'tkazgich qiziydi. Ingliz fizigi Joul va undan mustaqil ravishda rus fizigi Lens tajribada o'tkazgichdan ajralib chiquvchi issiqlik miqdori o'tkazgich qarshiligiga, tok kuchini kvadratiga va tok o'tgan vaqtga proporsional ekanligini aniqladilar. $Q = I^2 R t$

Agar tok vaqt bo'yicha o'zgarsa $dQ = I^2 R dt$ $Q = \int I^2 R dt$

Silindirsimon

elementar hajm olamiz. Uni qarshiligi

$R = \rho \frac{dl}{ds}$ undagi tok kuchi $I = j ds$



Joul-Lens qonuniga asosan bu hajmdan dt vaqtda ajralib chiquvchi issilik miqdori $dQ = I^2 R dt = (j ds)^2 \rho \frac{dl}{ds} dt = \rho j^2 ds dl dt = j^2 \rho dv dt$ $dv = ds dl$

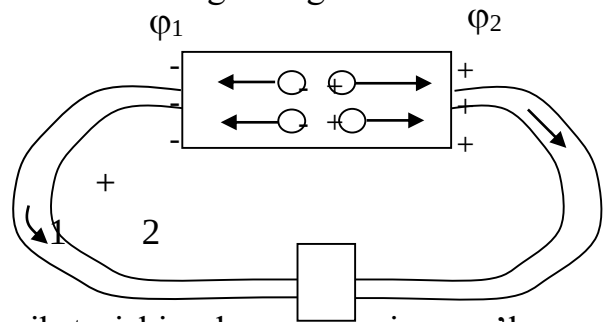
Birlik vaqtda birlik hajmdan ajralib chiquvchi issilik miqdori tokning solishtirma quvvati deb ataladi. $\frac{dQ}{dv \cdot dt} = w$ $w = \rho j^2$ $\rho = \frac{1}{\sigma}$: $j = \sigma E$

u holda $w = \frac{1}{\sigma} \cdot \sigma^2 E^2 = \sigma E^2$; $w = \sigma E^2$; Bu Joul-Lens qonunining differensial ko'rinishi.

Elektr yurituvchi kuch. kuchlanish. Agar o'tkazgichda elektr maydoni hosil qilinsayu, uni sanab turish uchun chora ko'rilmasa zaryadlarning harakati o'tkazgich ichidagi maydonning tezlik bilan yo'nlashiga va demak o'tkazgichdagi tokning to'xtashiga olib keladi.

Tok o'zoq vaqt davomida oqib turishi uchun, tok orqali oqib keluvchi zaryadlarni o'tkazgichning kichik potensialga ega bo'lgan chekkasidan uzluksiz olib ketib katta potentsialli chekkasiga uzluksiz keltirib turish

zarur. Demak zanjirda elektr tokni muntazam oqib turishi uchun zanjirning ma'lum sohalariga yoki butun zanjirga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar zarur ekan. Tashqi kuchlarning birlik musbat zaryadni zanjir bo'ylab ko'chirishda bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik zanjirdagi elektr yurituvchi kuch (E.Yu.K) deyiladi.



$$\mathcal{E} = \frac{A_T}{q} \quad \text{bundan } A_T = q\mathcal{E}$$

Zanjirning 1-2 qismida tashqi kuchlar va elektrostatik maydonning bajargan ishi

$$A_{12} = q\mathcal{E}_{12} + q(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Elektrostatik va tashqi kuchlarning birlik musbat zaryadni ko'chirishda bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik kuchlanish deyiladi. $U = \frac{A_{12}}{q} = \mathcal{E}_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)$

Tashqi kuchlar bo'lmaganda, ya'ni $\mathcal{E}_{12} = 0$ bo'lsa $U = \varphi_1 - \varphi_2$

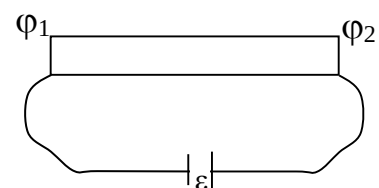
Butun zanjir uchun Om qonuni. Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun (zanjirda E.Yu.K bo'lsa) Om qonunining ifodasini hosil qilishda energiyani saqlanish qonuniga asoslanamiz.

Zanjir uchlarida $\varphi_1 - \varphi_2$ potentsiallar ayirmasi mavjud. O'tkazgichdan dt vaqtda $dq = Idt$ zaryad oqib o'tsa, bu zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish:

$$dA = \mathcal{E}_{12} dq + (\varphi_1 - \varphi_2) dq$$

dt vaqtda o'tkazgichdan ajralib chiqqan issiqlik miqdori:

$$dQ = I^2 R dt = IR (Idt) = Irdq, dA = dQ \text{ bo'lgani uchun}$$



$$IRdq = \varepsilon_{12}dq + (\varphi_1 - \varphi_2) dq$$

$$IR = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2), \quad I = \frac{\varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)}{R}$$

$\varphi_1 = \varphi_2$ bo'lsa, yopiq zanjir uchun Om qonuni ifodasini hosil qilmiz:

$$I = \frac{\varepsilon}{R} \text{ yoki } I = \frac{\varepsilon}{R + r};$$

bunda $R = R_1 + r$ bo'lib barcha zanjirning elektr qarshiligi, R_1 -tashqi zanjir qarshiligi, r -ichki zanjir qarshiligi.

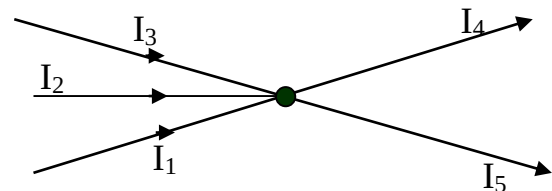
Kirxgoff qoidalari.

Nemis fizigi Kirxgoff 1845-47 yillarda tanilgan qoidalari tarmoqlangan murakkab zanjir qismlarini hisoblashda qo'llaniladi. Elektr zanjirining kamida uchta o'tkazgich tutashgan nuqtasi tugun deyiladi. Odatda tugunga kelayotgan toklarni musbat ishora bilan, ketuvchi toklarni esa manfiy ishora bilan olinadi.

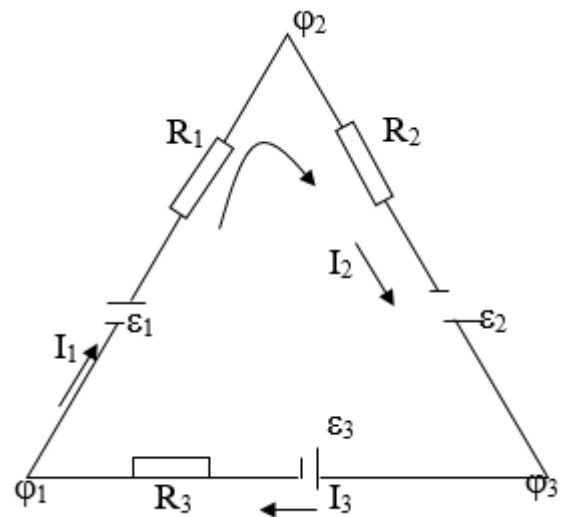
Kirxgoffning birinchi qoidasiga asosan, tugunda uchrashuvchi toklarning algebraik yig'indisi nolga teng yoki tugunga keluvchi toklarning arifmetik yig'indisi tugundan ketuvchi toklarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\sum_i I_i = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0$$

$$\text{ëku} \quad I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5$$



Kirxgoffning ikkinchi qoidasini analitik ko'rinishi keltirib chiqarish uchun biror berk konto'rni ajratib olamiz. Tokning aylanish yo'nalishini soat strelkasi bo'ylab deb belgilaymiz va konto'rning har bir tarmoqlanmagan qismlari uchun Om qonunini qo'llaymiz



$$I_1 R_1 = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_1$$

$$I_2 R_2 = \varphi_2 - \varphi_3 + \varepsilon_2$$

$$I_3 R_3 = \varphi_3 - \varphi_1 + \varepsilon_3$$

Bu ifodalar o'shilganda potentsiallar qisaradi.

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3$$

$$\sum I_k R_k = \sum \varepsilon_k$$

Bu Kirxgoffning ikkinchi qoidasini analitik ko'rinishi:

Tarmoqlangan elektr zanjirdagi ixtiyoriy berk kontur uchun bu kontur ayrim qismlardagi tok kuchlarining mos qismlaridagi qarshiliklarga ko'paytmalarining algebraik yig'indisi ushbu konturdagi barcha E.Yu.K larning algebraik yig'indisiga teng.

n ta bir xil manba ketma-ket ulanganda batareyaning E.Yu.K va uning ichki qarshiligi bitta manbaga qaraganda n marta katta bo'ladi.



$$I = \frac{n\varepsilon}{nr + R}; \quad \varepsilon = n\varepsilon_1; \quad r = nr_1$$

m ta batareya parallel ulanganda bunday batareya xuddi bitta manba kabi ishlaydi:

$$\varepsilon = \varepsilon_1, \quad z = \frac{r_1}{m}$$

Tok manbaining quvvati va foydali ish koeffitsiyenti. Odatda elektr zanjiri tok manбайдan, tok o'tkazuvchi simlardan va iste'molchi yoki yuklamadan iborat bo'ladi. Zanjirdagi tok

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r} \quad (3.49)$$

Yuklamadagi kuchlanish

$$U = IR = \varepsilon \frac{R}{R + r} \quad (3.50)$$

$R \rightarrow \infty$ da, ya'ni zanjir uzun bo'lganda $U = \varepsilon$, ya'ni ochiq tok manbaining klemmlaridagi kuchlanish uning elektr yurituvchi kuchiga teng. Yopiq zanjirda dq zaryadni zanjir bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish

$$dA = \varepsilon dq$$

tok manbaining quvvati

$$p = \frac{dA}{dt} = \varepsilon \frac{dq}{dt} = \varepsilon I \quad (3.51)$$

(3.49)ni (3.51)ga qo'yib barcha zanjirda ajralib chiqan to'la p quvvatni topamiz.

$$p = \frac{\varepsilon^2}{R + r}$$

Yuklamada bu quvvatning, biz foydali deb ataydigan faqat bir qismi ajralib chiqadi.

$$p_H = IU = I^2 R; \quad p_H = I^2 R = \frac{\varepsilon^2}{(R + r)^2} R = \frac{\varepsilon^2}{R + r} \cdot \frac{R}{R + r}$$

quvvatning qolgan qismi esa tok manbaida va tok o'tkazuvchi simlarda sarflanib bekorga isrof bo'ladi. Foydali quvvatning zanjirdagi E.Yu.K ning umumiy quvvatiga nisbati tok manbasining FIK (foydali ish koeffitsiyenti) ni beradi. Demak, tashqi

$$\eta = \frac{p_n}{p} = \frac{\frac{\varepsilon^2}{R+r} \cdot \frac{R}{R+r}}{\frac{\varepsilon^2}{R+r}} = \frac{R}{R+r}$$

qarshilik R, ichki qarshilik r dan ancha katta bo'lsa FIK η shuncha katta bo'ladi.

3.4.TURLI MUHITLARDA ELEKTR TOKI

O`tkazgichda zaryadlarning taqsimlanishi

O`tkazgichlar asosan metallardan yasaladi. Bunday o`tkazgichlarning boshqa o`tkazgichlar va dielektrlardan 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 koladi va aksincha manfiy zaryadlar ortik bo`lsa, manfiy zaryadlangan hisoblanadi. Zaryadlar taksimoti o`tkazgichlarning shakliga bog`liq bo`ladi:

a) zaryadlar o`tkazgichlarni sirti bo`ylab taksimlanadi, uchli joylarda sirt zichligi kattarok bo`ladi.

b) o`tkazgichlarning ichki qismlarida zaryadlar bo`lmaydi, $\sigma g`0$.

O`tkazgichga  $q$  zaryad berilsa u qisqa vaqt ichida o`tkazgichning sirti bo`ylab tekis taksimlanadi va zaryadlar muvozanati vujudga keladi.

Bunday xollarda quyidagi shartlar bajariladi:

1. O`tkazgich ichidagi barcha nuqtalarda maydon kuchlanganligining qiymati nolga teng bo`ladi ($E g`0$ ). (9.25) muvofik o`tkazgich ichidagi potentsial o`zgarmas bo`lishi kerak ($\varphi g`const$).

2. Maydon kuchlanganligining o`tkazgich sirtiga yaqin nuqtalardagi yo`nalishi sirtga o`tkazilgan normalga mos bo`lishi kerak ($E g`E_n$ ). Zaryadlar muvozanatda bo`lganda jism ichidagi nuqtalarda maydon bo`lmaganligi uchun sirt orqali o`tayotgan elektr siljish vektori ($D = \varepsilon \varepsilon_0 E$) ning oqimi nolga teng. Gauss teoremasiga muvofik, sirt ichidagi zaryadlarning algebraik yig`indisi xam nolga teng bo`lishi kerak.

Muvozanat holatida o`tkazgich ichida ortikcha zaryadlar bo`lmagani uchun o`tkazgich ichida tanlangan biror xajmdagi moddaning olib tashlanishi, ya`ni bo`sh, kavak joyni qoldirilishi zaryadlarning muvozanatli joylashishiga ta`cir qilmaydi. Shunday qilib, ortikcha zaryad ichi bo`sh o`tkagichda (masalan, sferada) xuddi yaxlit o`tkazgichda (masalan, sharda) taqsimlanganday, ya`ni tashqi sirt bo`yicha taqsimlanadi. Bunday o`tkazgichlar sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi.

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$$

teng bo`ladi, bu erda  $\varepsilon$  – o`tkazgichni o`rab turgan muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligidir. O`zaro itarishi tufayli zaryadlar bir-birlaridan mumkin qadar uzoqroq joylashishga harakat kiladi, natijada uchli joylarda, bo`rtib turgan joylarda zaryadlar zichligi katta bo`ladi.

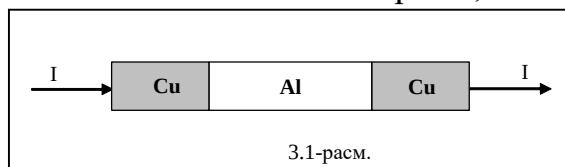
Zaryadlanmagan o`tkazgichni elektr maydoniga kiritilsa, undagi zaryad tashuvchilar harakatga keladi. Musbat zaryad tashuvchilar  $\vec{E}$  **vektor yo`nalishi bo`yicha, manfiy zaryad tashuvchilar esa qarama-qarshi yo`nalishda** harakat kiladi.

Natijada o'tkazgichning uchlarida qarama-qarshi ishorali zaryadlar vujudga kelib, bu zaryadlar **induktsiyalangan 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 genaratori** deb ataladi. Van-de-Graaf generatorida shar va Er orasida bir necha million volt potentsiallar farqini vujudga keltirish mumkin. Van-de-Graaf generatori zaryadli zarrachalarni tezlatishda keng qo'llaniladi.

Metallarda elektr o'tkazuvchanlik. Rike, Mandelshtam-Papaleksi va Styuart-Tolmen tajribalari

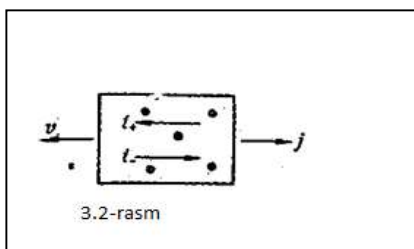
Bizga ma'lumki, barcha moddalar, shu jumladan metallar ham, atom va molekulalardan, atom va molekulalar esa o'z navbatida musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalardan tashkil topgan. U xolda metallarda elektr toki qanday zaryadlarning oqimidan iborat? Bu savolga javob berish maqsadida bir qator olimlar ajoyib nozik tajribalarni amalga oshirganlar. Masalan, 1901 yilda nemis olimi K.Rikke mis va aluminiydan yasalgan, radiuslari bir xil uchta tsilindrlarni ketma-ket ulab, ular orqali bir yil davomida tok o'tkazib turgan (3.1-rasm).



Ushbu sistema orqali 3,5 million kulon zaryad oqib o'tganligiga qaramasdan tsilindrlarning moddalari bir-biriga, xatto mikroskopik miqdorda xam, o'tib qolmaganligi kuzatilgan. Demak metallar tarkibidagi musbat ionlar zaryad tashishda ishtirok etmaganlar. U

xolda metallarda elektr toki, ularning xammalari uchun umumiy bo'lgan zarrachalar oqimidan iborat bo'lsa kerak degan xulosaga kelingan.

Mazkur taxminni isbotlash maqsadida tok tashuvchilar zaryadining ishorasi va solishtirma zaryadini (tok tashuvchi zaryadini uning massasiga nisbatini) aniqlashga kirishilgan.



Metallardagi tokning elektron tabiati elektronlarning inertsiasiga doir tajribalarda o'zining ishonchli isbotiga ega bo'ldi. Bu tajribalarning g'oyasi 3.2-rasm bilan tushuntiriladi. Doimiy v tezlik bilan harakatlanayotgan zaryadlanmagan metall parchasini ko'z oldimizga keltiraylik. Metall bilan birga elektronlar ham shunday tezlik bilan harakatlanadi, shuning uchun elektronlarning kristall panjaralarga

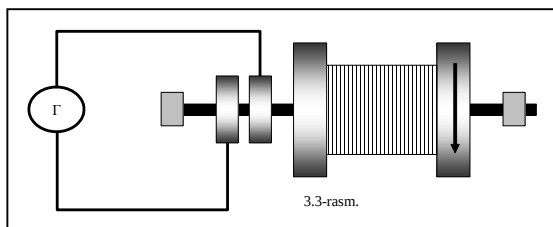
nisbatan hech qanday siljishi bo'lmaydi, binobarin, elektr tok ham bo'lmaydi. Biroq elektronlarning zaryaddan tashqari massasi ham bor va shuning uchun ular ma'lum inertsiyaga egadirlar. Metallning harakati har qanday o'zgarganida elektronlar panjara harakatidan yo orqada qoladi, yo oldinga ketadi, buning natijasida elektr tok paydo

bo`ladi. Bu hodisani tramvay vagoni keskin to`xtaganida yoki joyidan to`satdan qo`zg`alganda yo`lovchilar oladigan turtkilarga o`xshatish mumkin.

Bu tokning yo`nalishi metallda harakatlanayotgan zarralarning zaryadi ishorasiga bog`liq bo`lishini ko`rish oson. Masalan, metall tormozlanganda (j tezlanish chapdan o`ngga yo`nalgan, (3.2-rasm) zarralar panjaradan ilgarilab ketadi va unga nisbatan o`ngdan chapga qarab harakatlanadi. Agar zarralar musbat zaryad olib o`tayotgan bo`lsa, hosil bo`lgan I_+ tok ham o`ngdan chapga yo`nalgan bo`ladi. Agar zarralar manfiy zaryadlangan bo`lsa, u holda I_- tokning yo`nalishi teskari bo`ladi. Shuning uchun tajribada hosil bo`lgan tokning yo`nalishini tekshirib, metallardagi zaryad tashuvchilarning ishorasini aniqlash mumkin. Bu tok bilan olib o`tilgan zaryad kattaligini ham o`lchasak, zaryad tashuvchilar zaryadining ular massasiga e/m nisbatini aniqlash, binobarin, ularning tabiatini aniqlash mumkin.

Bu tajribaning g`oyasi 1913-yilda L.I.Mandelshtam va N.D.Papaleksi tomonidan aytilgan edi. Ular sifat tajribalari o`tkazdilar va o`z o`qi atrofida aylanma tebranishlar qilayotgan simli g`altakda haqiqatan ham o`zgaruvchan tok vujudga kelishini aniqladilar. So`ngra bu tajribani qaytadan G.Lorentts tavsiya qildi va 1916-yilda Tolmen va Styuart miqdoriy natijalar oldilar. Ular tajribada, xaqiqatda xam metallarda tok tashuvchilar 1897-yilda ingliz olimi J.J.Tomson tomonidan kashf etilgan, manfiy zaryadli elektronlar ekanligini aniqlaganlar. Ularning tajribasi quyidagi g`oyaga asoslangan.

Agar metall tarkibida erkin harakatlana oladigan zaryadli zarrachalar mavjud bo`lsa, metall harakatga kelganda ular xam metall bilan birga harakatlanadilar va metall keskin to`xtatilsa zarrachalar inertsia hisobiga o`z harakatlarini davom ettirib metallda tok hosil qilishlari mumkin. Mazkur g`oyani amalda tekshirib ko`rish uchun quyidagi qurilmadan foydalandilar (3.3-rasm):  $L$  uzunlikdagi sim o`ralgan g`altak v



chiziqli tezlik bilan aylanma harakatga keltiriladi. G`altak uchidagi sirpanuvchi kontaktlar orqali  $G$  galvanometrqa ulangan. G`altak harakatlanganda, uning tezligiga teng tezlik bilan, o`tkazgichning erkin zaryadlari xam harakatlanadilar. Agar qisqa vaqt

davomida g`altak keskin to`xtatilsa o`tkazgichning erkin zaryadlari, inertsia hisobiga harakatlanishni davom ettirib, g`altakning uchlaridan birida to`planadilar. Natijada g`altak uchlari orasida U potentsiallar ayirmasi hosil bo`lib galvanometr orqali o`zgaruvchan I tok o`tadi:

$$U = IR \quad (3.52)$$

bunda R – zanjirning umumiy qarshiligi.

G`altak uchlarida hosil bo`lgan potentsiallar ayirmasi hosil qilgan o`tkazgich ichidagi $E = U/L$ maydon kuchlanganligi zaryadlarni tormozlab ularning impulclarini

mv dan nolgacha kamaytiradi. Tok tashuvchi zaryadini e bilan belgilasak, mazkur maydon ta'sirida unga $F = eE$ tormozlovchi kuch ta'sir etadi.

Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra

$$mdv = Fdt = eEdt = \frac{eU}{L} dt = \frac{eR}{L} Idt = \frac{eR}{L} dq \quad (3.53)$$

bu erdagi $dq = Idt$ galvanometr orqali dt vaqt ichida o'qib o'tgan zaryad miqdori.

U xolda:

$$\int_v^0 mdv = \int_0^q \frac{eR}{L} dq \quad \text{yoki} \quad -mv = \frac{eR}{L} q$$

bundan

$$\frac{e}{m} = -\frac{Lv}{Rq} \quad (3.54)$$

Tolmen va Styuart tajribasida $v \approx 300$ m/s gacha, $L \approx 500$ metrgacha bo'lgan mis, aluminiy, kumush simlar o'ralgan g'altaklar ishlatilgan. Tajribada aniqlangan R va q larning qiymatlaridan foydalanib, Styuart va Tolmenlar metallardagi tok tashuvchilarning solishtirma zaryadini aniqladilar:

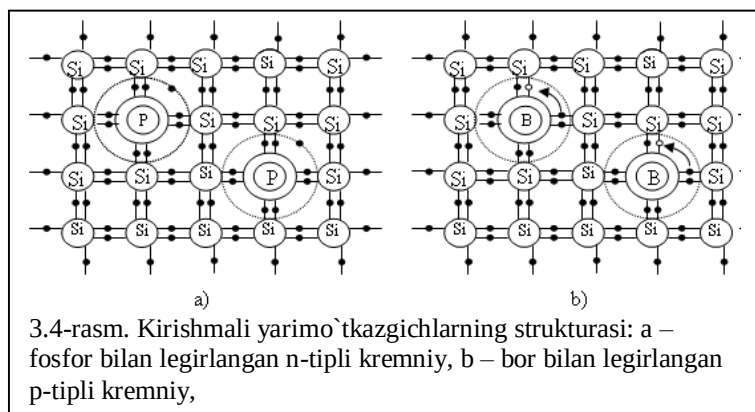
$$\frac{e}{m} \approx -1,76 \cdot 10^{11} \text{ Kl/kg.}$$

Olingan natija 1911 yilda amerikalik olim Milliken tomonidan, vakuumda harakatlanayotgan elektronlar uchun olingan natija bilan bir xil bo'lgani sababli, metallarda tok tashuvchilar erkin elektronlar ekanligi tasdiqlandi.

Yarimo'tkazgichlar va ularning elektr o'tkazuvchanligi

Yarimo'tkazgichlar deb, elektr o'tkazuvchanliklari metall va dielektriklar oralig'ida bo'lgan moddalarga aytiladi.

Biroq bu ta'rif qisman to'g'ri bo'lib, yarimo'tkazgichlarga xos bo'lgan xususiyatlarning hammasini o'zida aks ettira olmagan. Bu ta'rifni to'ldirish uchun



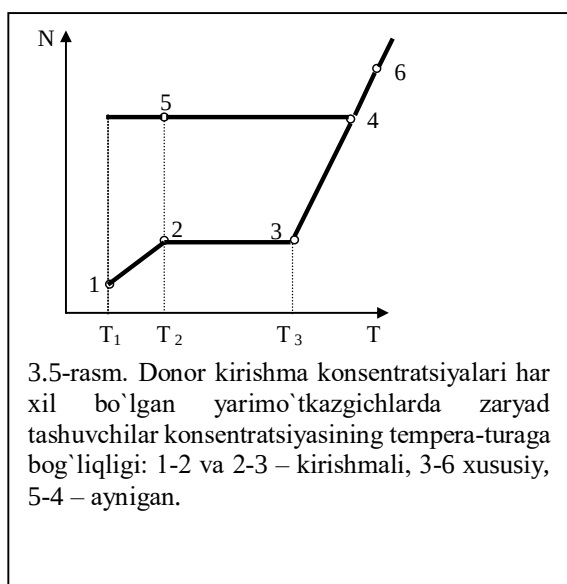
yarimo'tkazgichlarning ikkita xususiyatini qo'shimcha qilish kerak. Birinchidan, temperatura oshishi bilan yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi oshadi, ikkinchidan, bu o'tkazuvchanlik kristall panjara davriyligini buzadigan yarimo'tkazgichdagi

har xil kirishmalar va strukturaviy nuqsonlarning konsentrsiyalariga kuchli bog'liq bo'ladi. Yarimo'tkazgichga kirishma kiritilganda faqatgina uning elektr o'tkazuvchanligi o'zgarmasdan, balki temperaturaga bog'lanishining xarakteri ham

o'zgaradi. Yarimo'tkazgichlar asosida mikroelektronika mahsulotlarini tayyorlashda asosiy kriteriy ularning kristall strukturasi mukammalligi hisoblanadi.

Yarimo'tkazgichlar materialining tozaligi bo'yicha *xususiy* va *kirishmali yarimo'tkazgichlarga* bo'linadi.

Xususiy yarimo'tkazgichlarda kirishmalar bo'lmaydi. Biroq kirishmasiz yarimo'tkazgich olish oson emas. Shu sababli xususiy yarimo'tkazgich deyilganda, undagi qoldiq kirishmalarning ta'sirini ma'lum bir temperaturagacha hisobga olmasa ham bo'ladigan yarimo'tkazgichlar tushiniladi. Xususiy yarimo'tkazgich absolyut nol temperaturada (-273°C) elektr o'tkazuvchanlikka ega emas, chunki undagi valent



elektronlar erkin holatda bo'lmaydi. Demak absolyut nolda yarimo'tkazgichlar xuddi dielektriklarday bo'ladi. Absolyut noldan farqli temperaturalarda elektron biror bir kovalent bog'ning uzilishi natijasida atomdan ajraladi (masalan, yarimo'tkazgichli materialga issiqlik ta'sir ettirilganda). Natijada xususiy yarimo'tkazgichda erkin elektron va uzilgan (to'lmagan) bog' hosil bo'ladi. Uzilgan yoki to'lmagan bog' shartli ravishda musbat zaryadga ega bo'lgan zarracha ya'ni kovak deb qabul qilingan. Demak xususiy yarimo'tkazgichlarda erkin

elektronlar soni kovaklar soniga teng bo'ladi.

Kirishmali yarimo'tkazgichlarda ularning elektrofizikaviy xossalari kiritilayotgan kirishmaning turi va miqdori bilan aniqlanadi. Kiritilgan kirishmaning turiga bog'liq holda elektron – n turdagi va kovak – p turdagi elektr o'tkazuvchanlikli yarimo'tkazgichlar bir-biridan farq qilinadi. Qo'shimcha elektronlar yoki kovaklar hosil qiladigan kirishmalar mos holda donorlar va aktseptorlar deyiladi (1.1-rasm: a,b).

Kiritilayotgan kirishmaning konsratsiyasi ma'lum bir qiymatdan oshganda hosil bo'layotgan kirishma zonasi o'tkazuvchanlik zonasi bilan birlashib ketadi. Bunday yarimo'tkazgichlar **aynigan yarimo'tkazgichlar** deyiladi. Aynigan yarimo'tkazgichlarda kirishmali elektr o'tkazuvchanlik kuzatiladigan temperaturalar oralig'ida elektr o'tkazuvchanligining qiymati o'zgarmas bo'lib temperaturaga bog'liq bo'lmaydi. Shunday qilib, aynigan yarimo'tkazgichlar yuqori elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi va ularni yarim metall ham deyishadi. Zaryad tashuvchilar konsratsiyasi N ning har xil turdagi yarimo'tkazgichlarda temperatura T ga bog'liqligi 1.2-rasmda keltirilgan.

Temperatura T_1 dan T_2 gacha oshirilganda kirishma atomilari (donor) hisobiga erkin elektronlar hosil bo'ladi va erkin zaryad tashuvchilarning konsratsiyasi oshadi

(1-2 kesma). Temperaturaning keyingi T_2 dan T_3 gacha oshishida zaryad tashuvchilarning konsentrasiyasi o'zgarmaydi (2-3 kesma), chunki hamma kirishma atomlarining yarimo'tkazgich atomlari bilan kovalent bog'lanmagan elektronlari erkin bo'lib qoladi, yarimo'tkazgich atomlarining elektronlari esa o'z atomlari bilan kovalent bog'langan holda bo'ladi. T_3 dan yuqori temperaturalarda xususiy yarimo'tkazgichning atomlari orasidagi kovalent bog'larning uzilishi natijasida erkin elektronlar hosil bo'la boshlaydi va erkin zaryad tashuvchilarning konsentrasiyasi yana osha boshlaydi (3-6 kesma). Donor kirishmaning katta konsentrasiyalarida yarimo'tkazgich aynigan holatga o'tadi va uning temperaturaviy bog'lanishi ikki kesmadan iborat siniq chiziqli tarzida ifodalanadi (5-4 va 4-6 kesmalar). 5-4 kesma oralig'ida zaryad tashuvchilarning miqdori o'zgarmaydi, 4-6 kesma oralig'ida esa xususiy yarimo'tkazgich kovalent bog'larning uzilishi natijasida ularning konsentrasiyasi yana osha boshlaydi.

Bundan tashqari yarimo'tkazgichning xossalari zaryad tashuvchilarning harakatchanligiga, yashash vaqti va diffuziyali uzunlik kabi parametrlar bilan xarakterlanadi.

Zaryad tashuvchilarning harakatchanligi deganda, ularning tartibli harakati o'rtacha tezligining elektr maydoni kuchlanganligiga bo'lgan nisbati tushiniladi:

$$\mu = \frac{g_{or}}{E} \cdot \left[\frac{m^2}{V \cdot s} \right] \quad (3.55)$$

Harakatchanlik SI birliklar sistemasida $m^2/V \cdot s$ bilan o'lchanadi. Amalda esa ko'proq $cm^2/V \cdot s$ birligidan foydalaniladi.

Haqiqatdan ham, elektr maydoni ta'sirida zaryad tashuvchilar ma'lum bir tartibli harakat (dreyf) tezligiga ega bo'lib, elektr tokini hosil qiladi. Elektr o'tkazuvchanligi n - va p -turli bo'lgan yarimo'tkazgichlarda elektronlarning harakatchanligi - μ_n va kovaklarning harakatchanligi - μ_p larning qiymatlari bir – biridan farq qiladi. Ko'p hollarda $\mu_n > \mu_p$ bo'ladi.

Zaryad tashuvchilarning yashash vaqti deganda, tashqi ta'sir to'xtagandan so'ng ortiqcha konsentrasiyaning e marta kamayadigan vaqt tushiniladi (e – natural logarifm asosi). Umuman, yashash vaqti bu zaryad tashuvchining hosil bo'lgan (generatsiya) vaqtidan to'yoq bo'lib ketishgacha (rekombinatsiya) bo'lgan vaqt oralig'idir. Zaryad tashuvchilarning yashash vaqti xususiy yarimo'tkazgichlarda eng katta bo'ladi. Kirishmali yarimo'tkazgichlarda esa kamayadi, ayniqsa agar ularning kristall strukturasi nuqsonlar miqdori ko'p bo'lsa bu kamayish sezilarli bo'ladi. Temperatura oshishi bilan yashash vaqti oshadi, chunki bu holda zaryad tashuvchilarning nuqsonlar tomonidan ushlab qolinishi qiyinlashadi.

Yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi. Yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanlik xususiyati metallarnikidan sifat jihatdan farq qiladi.

Ular quyidagilar:

- a) oz miqdordagi aralashmaning o'tkazuvchanlikka kuchli ta'sir etishi;
- b) o'tkazuvchanlik xususiyati va darajasining temperaturaga bog'liqligi;
- v) o'tkazuvchanlikning tashqi kuchlanishga kuchli bog'liqligi.

Yarim o'tkazgich materiallarga kimyoviy elementlar – germaniy va kremniy, kimyoviy birikmalar, metall oksidlari, oltingugurt birikmalari, selen birikmalari va boshqalar kiradi.

Biz shulardan sof yarim o'tkazgich material – germaniyni ayrim xususiyatlari bilan tanishib chiqamiz. Uning sirtqi elektron qobig'ida 4 ta valent elektron bor. Bu elektronlarning har biri qo'shni 4 ta atom bilan juft elektron bog'lanishda bo'ladi, ya'ni kovalent bog'lanishni hosil qiladi. Har bir atomning qobig'i 8 ta elektron bilan to'lgani uchun u musta'kam bo'ladi. Germaniy kristalining bunday bog'lanishda bo'lishi uni dielektrik deb qarash kerakligini ko'rsatadi.

Faraz qilaylik kimyoviy sof germaniy kristali etarli energiyaga ega bo'lgan zaryadlar bilan bombardimon qilinayotgan bo'lsin. Bu holda bog'lanish energiyasidan katta energiya olgan elektronlar bog'lanishni uzib, erkin elektronga aylanadi va o'z o'rnidan uzoqlashadi. Bunda atomning elektr jihatdan neytralligi buziladi va zaryadi elektron zaryadiga teng bo'lgan musbat zaryad ortiq bo'lib qoladi. Bog'lanishdan chiqqan elektron bir vaqtda ikki atomga tegishli bo'ladi. Shuning uchun bir vaqtda ikki atomning qisman ionlashishi vujudga keladi. Bunda hosil bo'ladigan musbat zaryad bog'lanishda elektron etishmaganligini – bog'lanish etishmovchiligi (defekti) ni ko'rsatadi. Uni kovak deb ataladi.

Kovak – vakant (bo'sh) o'rin bog'lanishdagi qo'shni elektron yoki ozod bo'lgan erkin elektron bilan to'ldirilishi mumkin. Agar u erkin elektron hisobiga to'ldirilsa, atomning elektr neytralligi tiklanadi. Bu jarayon rekombinatsiya deb ataladi. Agar kovak qo'shni bog'lanishdagi elektronning siljishi hisobiga to'lsa, ko'chish o'rnida yangi kovak vujudga keladi.

Sof va aralashmali elektr o'tkazuvchanlik

Agar yarimo'tkazgich kristali elektr maydoniga joylashtirilsa, bog'lanishni uzib chiqqan elektronlar manbaning musbat qutbi tomon ko'cha boshlaydi va elektron tokini hosil qiladi. Bu holda bog'lanish defektlarining ko'chishi ham yo'nalganlik xarakteriga ega bo'ladi, ya'ni kovaklar manbaning manfiy qutbi tomon harakatlanadi va kovak toki vujudga keladi. Shuni yodda tutish kerakki, kovak toki elektronlar hisobiga, ya'ni bog'langan elektronlarning bir o'rindan ikkinchi o'ringa o'tishi hisobiga vujudga keladi.

Shuning uchun kovaklarni elektronlar kabi erkin tok tashuvchilar deb olinib, harakati uzluksiz deb qaraladi.

Kovak toki ion tokidan tubdan farq qiladi. Chunki ion toki hosil bo'lishida elektrolitda ionlashgan atom yoki molekula bir joydan ikkinchi joyga ko'chadi va

ma'lum miqdordagi moddani olib o'tadi. Kovak toki hosil bo'lishida esa, atomlar ko'chmay, o'z o'rnida qoladi. Ularda navbati bilan ionlashish vujudga keladi.

Shunday qilib, kimyoviy sof yarim o'tkazgich kristalida elektron kovak juftini hosil bo'lishi asosida ikki xil o'tkazuvchanlik – elektron va kovak o'tkazuvchanligi mavjud bo'lib, ularning miqdori bir-biriga tengdir.

Yarim o'tkazgichning elektron o'tkazuvchanligi n – tur o'tkazuvchanlik (*negative* – manfiy so'zidan olingan), kovak o'tkazuvchanligi esa, r – tur o'tkazuvchanlik (*rositive* – musbat so'zidan olingan) deb ataladi. Ular birgalikda yarim o'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligi deyiladi.

Yuqorida ko'rib chiqilgan o'tkazuvchanlikni hosil qilish usuli ratsional emas. Chunki amalda o'tkazuvchanlik turlaridan biri – yo elektron, yo kovak o'tkazuvchanligi asos qilib olinadi. Uni sof germaniy (yoki kremniy) kristaliga begona modda qo'shib qotishma tayyorlash yo'li bilan amalga oshiriladi. Kiritiladigan moddaning miqdori asosiy kristal miqdoriga nisbatan juda oz bo'ladi.

Asosiy o'tkazuvchanligi elektron o'tkazuvchanlikdan iborat bo'lgan kristal yoki n – tur kristal yoki yarimo'tkazgich deyiladi. O'z valent elektrolarini bog'lanishga beruvchi begona element donor modda deb ataladi.

Asosiy o'tkazuvchanligi kovak o'tkazuvchanlik bo'lgan yarim o'tkazgich r – tur yarim o'tkazgich deb ataladi. Uni hosil qiluvchi begona modda – aktseptor deyiladi.

Yarim o'tkazgich asboblarda asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar o'tkazuvchanligi katta ahamiyatga ega.

Qo'llanayotgan aksariyat yarimo'tkazgichlar ta'qiqlangan zonasining kengligi $(0,8-4,0) \cdot 10^{-19} \text{J}$, yoki $0,5-2,5 \text{ eV}$ ga teng. Ular valent zonalarining sathlari elektronlar bilan to'latilgan bo'lib, ma'lum harorat (T) ta'sirida o'tkazuvchan zonaga bir necha elektron o'tadi va zonada o'shancha kovak hosil bo'ladi. Natijada, har bir g'alayonlantirishda yarimo'tkazgichda bir vaqtning o'zida qarama-qarshi ishorali ikkita zaryad hosil bo'ladi. Bu holda zaryad tashuvchilarning umumiy soni o'tkazuvchan zonadagi elektronlar sonidan ikki marta ko'p bo'ladi:

$$n_{0i} = p_{0i};$$

$$n_{0i} + p_{0i} = 2n_{0i}.$$

Solishtirma o'tkazuvchanlik quyidagicha bo'ladi:

$$\sigma = e(n_{0i}u_n + p_{0i}u_p)$$

bunda: u_n, u_p – mos ravishda elektron va kovakning siljituvchanligi.

G'alayonlantirish va rekombinatsiya jarayonlari natijasida jismda (istalgan haroratda) g'alayonlantirilgan tashuvchilar (elektronlar yoki kovaklarning muvozanatlashgan miqdori qaror topadi:

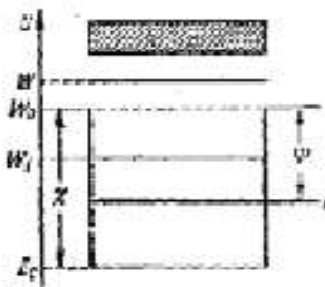
$$n_{0i} = 2N_c \exp\left(-\frac{W}{2kT}\right);$$

$$p_{0i} = 2N_v \exp\left(-\frac{W}{2kT}\right),$$

bunda: W – yarimoʻtkazgich taʻqiqlangan zonasi; N_c – oʻtkazuvchanlik zonasidagi yarimoʻtkazgichning hajm birligidagi energetik zonadagi yarimoʻtkazgichning hajm birligidagi energetik sathlar soni; N_v – valent zonasidagi, xuddi shuningdek sathlar soni; N oldidagi 2 raqami har bir sathda ikkita elektron boʻlishini koʻrsatadi. Elektronlarning siljituvchanligi (u_n) kovaklarning siljuvchanligi (u_p) dan ancha katta boʻladi, shuningdek, ularning effektiv massalari ham bir-biridan farq qiladi. Shu bois yarimoʻtkazgichlarning elektr oʻtkazuvchanligi elektron xarakterga moyil boʻladi.

Elektron emissiya

Biz yuqorida metallarda issiqlik harakatida ishtirok etuvchi oʻtkazuvchanlik elektronlari boʻlishini koʻrdik. Elektronlar metall ichida saqlangani uchun sirt yaqinida elektronlarga taʻsir qiluvchi va metallning ichiga qarab yoʻnalgan kuchlar mavjud boʻladi. Bu kuchlar elektronlar va panjaraning musbat ionlari orasidagi tortishish tufayli paydo boʻladi. Bunday oʻzaro taʻsir natijasida metallarning sirtqi qatlamida elektr maydon hosil boʻladi, potentsial esa tashqi fazodan metall ichiga oʻtishda qandaydir φ kattalikka ortadi. Bunga mos ravishda e elektronning potentsial energiyasi $e\varphi$ qadar kamayadi.



3.6-rasm

Chekli metall uchun elektronning potentsial energiyasi taqsimoti 3.6-rasmdagi energetik diagrammada koʻrsatilgan. Bu erda W_0 – metall tashqarisida tinch turgan elektronning sathi, E_c – oʻtkazuvchanlik elektronlarining eng kichik energiyasi (oʻtkazuvchanlik zonasining tubi). Potentsial energiya taqsimoti potentsial oʻra

koʻrinishida boʻladi. Uning chuqurligi $\chi = e\varphi = W_0 - E_c$ ga teng. Bu kattalik **elektron yaqinlik** deb ataladi va moddaning muhim xarakteristikasidir.

Agar metall ichida elektronning W_1 toʻla energiyasi W_0 dan kichik boʻlsa (3.6-rasm), u holda elektron metallni tashlab keta olmaydi. Elektronning metaldan uchib chiqish sharti

$$W \geq W_0 \quad (3.56)$$

boʻladi.

Xona temperaturalarida metallar va yarimoʻtkazgichlardagi deyarli barcha elektronlar uchun bu shart bajarilmaydi va zlektronlar oʻtkazgich chegarasida bogʻlangandir. Biroq elektronlarga turli usullar bilan qoʻshimcha energiya berish mumkin. Bunday holda metall elektronlarining bir qismi metallni tashlab chiqish

imkoniga ega bo'ladi va biz elektronlar chiqarish, ya'ni **elektron emissiya** hodisasini kuzatamiz.

Elektronlarga energiya qanday usulda berilishiga bog'liq holda biz elektron emissiyaning turli xillari to'g'risida gapirishimiz mumkin.

Chiqish ishini engishga etarli energiyani emitter elektronlari ega bo'lish mexanizmiga qarab elektron emissiyasi quyidagi turlarga bo'linadi:

a) **Termoelektron emissiya** – qizdirilgan jismlardan elektronlarning chiqishi;

b) **Fotoelektron emissiya** yoki tashqi **fotoeffekt** – elektromagnit nurlanish ta'sirida elektronlarning chiqishi;

v) **Ikkilamchi elektron emissiya** – birlamchi elektronlar bilan emittirni bombardimon qilinishi natijasida ikkilamchi elektronlarning chiqishi;

g) **Ion-elektron emissiya** – elektroni ionlar bilan bombardimon qilinishi natijasida elektronlarning chiqishi;

d) **Avtoelektron emissiya** – o'tkazuvchi suyuq va qattiq jismlardan, ularning sirtidan juda kuchli elektr maydoni ta'sirida elektronlarning chiqishi. Avtoelektron emissiya – tunnel effekti deb ataladigan kvant - mexanik hodisaga misol bo'ladi.

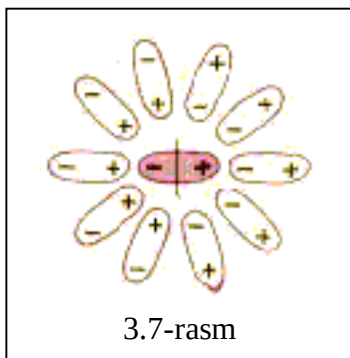
Gazlarda va suyuqliklarda tok

Gazlarda elektr toki. Gazlar, metallar va elektritlardan farqli ravishda elektr neytral atom va molekulalardan tashkil topgan, ya'ni elektr maydon ta'sirida tartibli harakatga kela oladigan tok tashuvchi - zaryadlangan zarrachalarga ega emas. Demak, oddiy sharoitda gazlar elektr tokini o'tkazmaydi. Agar uning molekulalarining bir qismi ionlashtirilsa, ya'ni elektron va musbat ionlarga parchalansa, gaz o'tkazgich bo'lib qoladi. Hosil bo'lgan elektronlarning bir qismi neytral molekulalarga birlashishi tufayli gazda manfiy ionlar ham xosil bo'lishi mumkin.

Gazlarni zarrachalar vositasida ionlashtirish zarbali ionlashish deyiladi. Faraz kilaylik, bizga bir atomli gaz berilgan. Unga zarrachalar okimini yo'naltirsak, zarrachalar gazning neytral atomlari bilan to'knashadi. Zarrachalarning kinetik energiyasi atomlarning ionlanish ishidan kam bo'lmasa to'knashuv noelastik bo'ladi va gazning atomi ionlashadi, ya'ni elektron va musbat zaryadli ion xosil bo'ladi. Elektronlar o'z navbatida ionlar bilan birlashib ularni neytral xolga keltirishi mumkin. Bu xodisani rekombinatsiya xodisasi deyiladi. Ionlashgan gazdan tok o'tishiga elektr razryadi yoki gaz razryadi deyiladi. Gazning elektr o'tkazuvchanligi doimiy tashki taosir xisobiga sodir bo'lsa, bunday razryadni nomustakil razryad deyiladi va u tashki taosir to'xtatilgan zaxoti so'nadi. Nomustakil razryad xodisasini quyidagi kurilma yordamida o'rganish mumkin.

Ionlashtiruvchi rengen nurlarining intensivligi doimiy bo'lgani uchun kuchlanish ortishi bilan anod va katodga birlik vakt ichida etib borayotgan tok tashuvchilarning soni kamaya boradi (2 soxa) va Om konunidan chetlashish kuzatiladi.

Kuchlanishning yanada ortishi natijasida gazda birlik vakt ichida kancha elektron va ion xosil bo'lsa, ularning barchasi aynan shu vakt ichida mos ravishda anod va katodga etib kelishadi. Ya'ni, anod va katodga kelib tushyotgan zaryadli zarrachalar soni o'zgarmas bo'lib koladi. Natijada tok xam o'zgarmaydi (3 soxa). Tokning bu qiymatini to'yinish toki I deyiladi va u $I_t = en$ bo'ladi. Bunday n - gazning birlik xajmida 1 sekundda xosil bo'layotgan elektronlar va ionlar soni.



Suyuqliklarda elektr toki. Joule-Lentz qonuni nafaqat metall o'tkazgichlardagi, balki elektrolitlardagi elektr toki uchun ham to'g'ri ekanligini tajribalar ko'rsatgan. Bundan, elektrolit molekulalarining ionlarga ajralishi, elektr tokining o'tishi va tok energiyasining sarf bo'lishi bilan bog'liq emasligi kelib chiqadi. O'zaro bog'langan ionlardan tashkil topgan tuz, kislota va ishqorlar molekulalarining dissotsiyanishi, ularning erigan modda, yoki etarlicha katta

issiqlik harakat kinetik energiyasiga ega bo'lgan erituvchi molekulalari bilan to'qnashganda sodir bo'ladi. Suv eritmalarida tuz, kislota va ishqorlarning intensiv dissotsiyanishi suv molekulalarining kuchli cho'zilgan dipollarga o'xshash katta elektr momentiga ega ekanligi bilan bog'liq. Tuz (kislota, ishqor) qutbli molekulalarining elektr maydoni ta'sirida, ularni o'rab olgan suv molekulalari shunday orientatsiyanadilarki (3.7-rasm), oqibatda o'z elektr maydonlari bilan erigan modda molekulasi ionlari orasidagi bog'lanishni ancha susaytiradi va shu bilan uning dissotsiyanishini osonlashtiradilar.

Ionlarning tartibsiz issiqlik harakatlari tufayli eritmada teskari, ya'ni qarama-qarshi ishorali ionlarning o'zaro to'qnashishi va ularning neytral molekulalarga birlashish jarayoni ham sodir bo'ladi. Bu jarayonni *mollashish* yoki *rekombinatsiyanish* deyiladi

Elektroliz uchun Faradey qonunlari. Nometall o'tkazuvchi suyuqliklar ion o'tkazuvchanligiga ega, ya'ni ularda tok tashuvchilar musbat va manfiy zaryadli ionlardir. Bunday suyuqliklarni **elektrolitlar** yoki **ikkinchi tur o'tkazgichlar** deb ataladi. Tuz, kislota va ishqorlarning suvdagi eritmaları elektrolitlarning yorqin misoli vazifasini o'tashlari mumkin. O'tkazuvchi suyuqliklarda ionlarning tartibli harakati, elektrolitlarga tushirilgan va elektr energiyasi manbaasi qutblariga ulangan, o'tkazgich-elektrodlar hosil qilgan elektr maydonda sodir bo'ladi. Musbat elektrodni **anod**, manfiysini esa **katod** deb ataladi. Musbat ionlar (vodorod va metallarning ionlari) katod tomonga harakatlanadi, shuning uchun ularni **kationlar** deyiladi, manfiy (kislota qoldiqlari va gidroksil guruhlari ionlari) ionlar esa anodga harakatlanadi va **anionlar** deb ataladi. Elektrodlardan elektr tokining o'tishi elektroliz hodisasi, ya'ni elektrodlarda erigan moddalarning tarkibiy qismlari yoki elektrolitlarda sodir bo'lgan ikkilamchi reaksiyalar natijasida boshqa moddalarning ajralib chiqishi ro'y beradi.

Elektrolizning asosiy qonunlari Faradey tomonidan tajribada o`rnatilgan (1834).
Faradeyning birinchi qonuni: *elektrodda ajralib chiqqan moddaning m massasi elektrolitdan o`tgan tok kuchiga proporsional:*

$$M = kIt \quad (3.57)$$

Proportsionallik koeffitsientini k moddaning **elektrokimyoviy ekvivalenti** deyiladi. U son jihatdan elektrolitdan bir birlik zaryad o`tganda ajralib chiqqan modda massasiga teng va moddaning kimyoviy tabiatiga bog`liq.

Faradeyning ikkinchi qonuni: *turli moddalarning elektrokimyoviy ekvivalentlarining nisbati ularning k_x kimyoviy ekvivalentlarining nisbati kabi bo`ladi:*

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{k_{x2}}{k_{x1}} \quad (3.58)$$

Ionning kimyoviy ekvivalenti deb ionning A molyar massasini uning Z valentligiga nisbatiga aytiladi: $k_x = A/Z$. SHuning uchun elektrokimyoviy ekvivalent

$$k = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} \quad (3.59)$$

bu erda G' - *Faradey doimiysi* deb atalgan universal doimiy. (3.59) ifodani (3.57) ga qo`yib

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} Q \quad (3.60)$$

ni olamiz.

(3.60) formula o`zida Faradeyning ikkala qonunini birlashtirgan, ya`ni u elektroliz uchun Faradeyning umumlashgan qonunining yozilishidir.

Agar t vaqt oralig`ida elektrolit orqali I doimiy tok o`tkazilsa, u holda zaryad $Q = It$ va (3.60) tenglamani quyidagi ko`rinishda yozish mumkin:

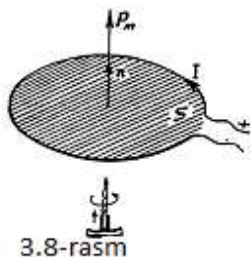
$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} It \quad (3.61)$$

Faradeyning (3.60) umumlashgan qonunidan Faradey doimiysining fizik ma`nosini tushunib olish oson. Agar  $m = A/Z$  bo`lsa, elektrolit orqali o`tgan zaryad Faradey soniga teng. Demak, Faradey doimiysi son jihatdan elektrodda 1 molg` bir valentli modda ajralib chiqishi uchun elektrolit orqali o`tgan zaryad miqdoriga teng.

3.5. ELEKTROMAGNETIZM.

Doimiy magnit va aylanma tok

XVIII asrdayoq frantsuz 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 harakatlana-yotgan elektr zaryadlariga magnit ta'siriga egadir.

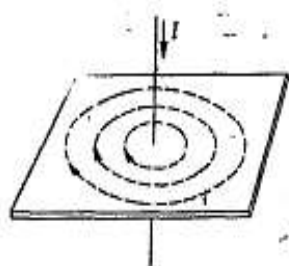


SHunday qilib, xara-katlanayotgan elektr zaryadlari atrofida maydonning yana bir turi - **magnit maydoni** hosil bo'lishi aniqlandi. Elektrostatik maydonni tekshirganimizda biz "sinov" zaryadidan foyda-langani edik. Endi magnit maydonini tekshirishda magnit strelkasidan yoki "sinov konturi" deb ataladigan tokli berk kontur dan foydalanamiz (3.8-rasm). Konturning xarakteristikasi sifatida konturdan o'tayotgan tok kuchi I bilan kontur yuzi S ko'paytmasiga miqdoran teng bo'lgan va konturning musbat normal bo'ylab yo'nalgan vektordan foydalaniladi, ya'ni

$$\vec{P}_m = I S \vec{n} \quad (3.62)$$

vektorni konturning **magnit momenti deb ataladi**. (3.62) dagi $\vec{n}$ - musbati normal yo'nalishdagi birlik vektordir. Parva qoidasidan foydalansak, parva dastasining aylanma harakati yo'nalishi konturdagi tokning yo'nalishi bilan mos tushsa, uning ilgariylanma harakati yo'nalishi esa kontur yuziga o'tkazilgan musbat normalning yo'nalishini ko'rsatadi. (3.8-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 $|M_{\text{maks}}|$ ham turlicha bo'ladi. Lekin M_{maks}/R_m nisbat barcha konturlar uchun bir xil bo'lganligidan, uni maydonning miqdoriy xarakteristikasi deb qarash mumkin.



3.9-rasm

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.

$$B = \frac{M_{maks}}{P_m} \quad (3.63)$$

Magnit induksiya vektori V ning yo'nalishi M va R_m yo'nalishlari bilan quyidagicha bog'langan

$$M = [P_m B] \quad (3.64)$$

Magnit induksiya vektorining SI dagi birligi Tesla (Tl) deb ataladi.

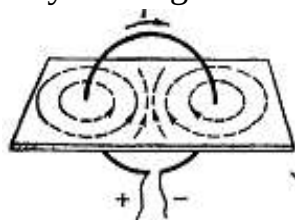
$$1Tl = \frac{1H \cdot m}{1A \cdot m^2} = 1 \frac{H}{A \cdot m}$$

(3.63) ga binoan magnit maydonning induksiya vektorini quyidagicha ta'riflash mumkin.

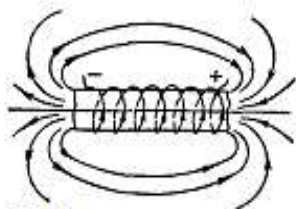
Magnit maydonning biror nuqtasidagi induksiya vektori deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan, magnit momenti bir-birlikka teng bo'lgan "sinov konturi" ga ta'sir qiluvchi maksimal aylantiruvchi kuch momentiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

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.

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 miqdor jihatdan



3.10-rasm



3.11-rasm

xarakterlaydi. Maktab fizika kursidan ma'lumki, yupqa qatlam qilib temir qipidlari sepilgan kardondan vertikal o'tkazilgan to'g'ri tok atrofida vujudga kelgan magnit maydoni markazi vertikal o'qda yotgan

konsentrik aylanalardan iborat bo'ladi.(3.9-rasm). Magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini aniqlashda parma qoidasidan foydalanamiz: agar o'ng parmaning ilgari harakati tokning yo'nalishi bilan mos tushsa, parma dastasining aylanish yo'nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi.

Aylana shaklidagi tokli o'tkazgich atrofidagi temir qipidlari konsentrik aylanalar hosil qilmasdan, berk yopiq chiziqlar bo'ylab joylashadi (3.10-rasm).

Bu holda aylanma tok uchun parma qoidasini quyidagicha qo'llash mumkin: agar parma dastasini aylanma tok yo'nalishida aylantirsak, parmaning ilgari harakati aylanma tok ichidagi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini kro'satadi.

Endi 3.11-rasmda ko'rsatilgan solenoiddan o'tayotgan tokni umumiy o'qqa ega bo'lgan aylanma toklar sistemasi deb qarab, uning magnit maydonining grafik tasvirini ko'raylik. Solenoidning ichki qismida magnit induksiya chiziqlari solenoid o'qiga parallel chiziqlardan iborat bo'ladi.

Solenoid uchlariga yaqinlashgan sari magnit maydon induksiya chiziqlari egri chiziqlarga aylanadi va solenoidning 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.

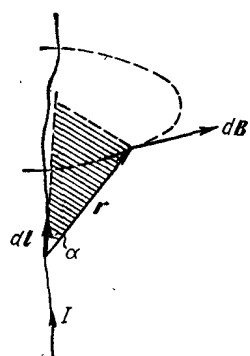
Lorents kuchi. Biz yuqoridagi ma'ruzada magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch, ya'ni Amper kuchi bilan tanishib o'tdik, lekin Amper kuchining paydo bo'lish sabablariga e'tibor bermadik.

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 Lorents berdi. SHuning uchun Amper qonunidan foydalanib **magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi kuchni** topaylik. Bir dona zaryad tashuvchiga ta'sir etuvchi kuch **Lorentts kuchi** deb ataladi:

$$F_n = \frac{dF}{dn} = q[uB] \quad (3.65)$$

Lorentts kuchining yo'nalishi ham Amper kuchiga o'xshab, chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi (12.3-§ qarang).

Bio-Savar-Laplas qonuni



3.12-rasm.

Bio va Savar har xil shakldagi toklarning magnit maydonlarini o'rganar ekanlar, ular barcha hollarda magnit induksiya o'tkazgichdagi tok kuchi I ga to'g'ri proporsional, o'tkazgichdan magnit induksiya aniqlanadigan masofa r ning kvadratiga esa teskari proporsional ekanligini aniqladilar. Laplas, Bio va Savar tajribalarining natija-larini analiz qilib, istalgan tokning magnit maydonini, tokning alohida elementar bo'lakchalari hosil qilgan maydonlarning vektor yig'indisi sifatida hisoblash mumkinligini aniqladi, ya'ni

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + \dots + B_n = \sum_{i=1}^n B_i \quad (3.66)$$

(3.11) ifoda bir necha elementar toklar tufayli vujudga kelgan magnit induksiya vektorining *supperpozitsiya printsiipi* deyiladi. Har bir tok elementi (3.12-rasm) vujudga keltirgan maydonning magnit induksiyasi

$$dB = \frac{\mu_0 I |dlr|}{4\pi r^2} \quad (3.67)$$

munosabat bilan aniqlanadi. dB ning modulini quyidagicha yozamiz:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (3.68)$$

Bu munosabatlar Bio-Savar-Laplas qonunini ifodalaydi. (3.67) va (3.68) larda r -tok elementidan magnit induksiyasi aniqlanayotgan nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor, α - o'tkazgichning elementar bo'lagi dl bilan r orasidagi burchak; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ bo'lib, *magnit doimiysi* deb ataladi.

Bio-Savar-Laplas qonunining ba'zi tadbirlarini ko'raylik.

Magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuch. Amper qonuni

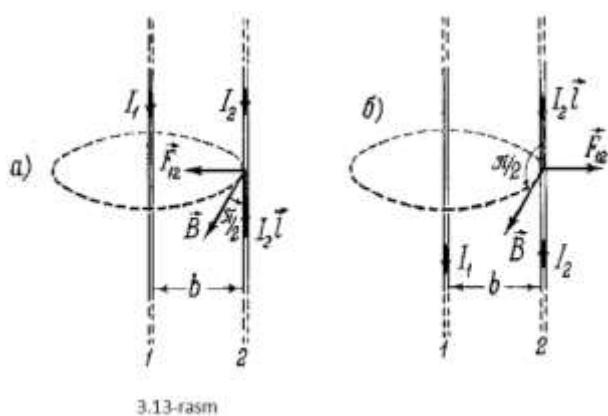
Tokli o'tkazgichga magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarni aniqlash uchun quyidagicha ish qilamiz. Tokning juda kichik elementiga ta'sir qiluvchi kuch (7.1) formula bilan aniqlanadi. O'tkazgichning barcha kichik elementlariga ta'sir etuvchi kuchlarning yig'indisi olinadi, natijada tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi to'la kuch topiladi. Agar o'tkazgich to'g'ri chiziqli bo'lsa, maydon bir jinsli bo'lsa, u vaqtda formula (7.1) chekli uzunlik qismiga ta'sir etuvchi kuch $\mathbf{F}$ ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\mathbf{F} = [I\mathbf{B}] \quad (3.69)$$

Misol sifatida ikkita parallel uzun tokli o'tkazgichning o'zaro ta'sir etuvchi kuchini hisoblaymiz. 1-chi va 2-chi o'tkazgichdagi tok kuchlarini I_1 va I_2 bilan belgilasak, o'tkazgich orasidagi masofani $\mathbf{b}$ bilan belgilasak (rasm 54) 1-chi o'tkazgichning 2-chi o'tkazgichning 1 uzunligining uchastkasiga ta'sir qiluvchi kuch $\mathbf{F}_{12}$ ni hisoblaymiz. 1-o'tkazgichning 2-o'tkazgich joylashgan nuqtalaridagi maydon induksiyasi kattaligi jihatdan teng va yo'nalish jihatdan qarama-qarshi bo'lib, formula (3.69) bilan aniqlanadi. Shuning uchun $\mathbf{F}_{12}$ kuch uchun (3.69) formula o'rinlidir. $\mathbf{F}_{12} = [I_2\mathbf{B}]$ va I_2 l bilan $\mathbf{V}$ o'rtasidagi burchak $\pi/2$ ga teng ekanligini hisobga olsak, kuchning absolyut qiymati uchun $|\mathbf{F}_{12}| = I_2 |\mathbf{B}|$ ga ega bo'lamiz.

(3.69) dan $\mathbf{V}$ ning qiymatini qo'ysak, I ni I_1 ga almashtirsak, oxirida quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\mathbf{F}_{12} = \mu_0 I_1 I_2 l / 4\pi b \quad (3.70)$$



F_{12} kuch 1- o'tkazgichga yo'nalgan bo'ladi, agar I_1 va I_2 toklar bir xil yo'nalishga ega bo'lsa (rasm a), agar toklarning yo'nalishi qarama-qarshi bo'lsa, itariladi. (3.13-b-rasm). Shunday qilib, birxil yo'nalgan toklar (parallel toklar) bir biriga tortishadi, qarama-qarshi yo'nalishda (antiparallel) bo'lsa bir-biridan itariladi.

Formula (3.70) ni SI sistemasida tok kuchini birligini aniqlashda qo'llaniladi. Agar $I_1 = I_2 = 1A$, $b = 1m$ bo'lsa $F_{12}/l = 2\mu_0/4\pi$ bo'ladi. Shunday qilib, 1 amper tok kuchi shunday tokka ega bo'ladiki, uzun parallel o'tkazgichlardan o'tganda o'tkazgich uzunlik birligiga $2\mu_0/4\pi$ yoki unga ko'ra $2 \cdot 10^{-7} n/m$ kuchni hosil qiladi.

Magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuchlarni aniqlash masalasini frantsuz olimi Amper xal qilgan.

Magnit maydonning tokli o'tkazgich ta'sir qiluvchi kuchini quyidagi qurilma yordamida kuzatish mumkin. (12.7-rasm). dl uzunlikdagi tokli o'tkazgichni bir jinsli magnit maydonida ($V = \text{const}$) 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 kuchini qiymati

$$dF_A = I [Bdl] \quad (3.71)$$

ifoda bilan, uning moduli esa

$$dF_A = I Bdl \sin \alpha \quad (3.72)$$

tenglama bilan aniqlanadi. Bunda α - dl bilan V vektor orasidagi burchak (3.71) va (3.72) munosabatlar Amper kuchini ifodalaydi. Bu kuchning yo'nalish dl elementning ko'chish yo'nalishi bilan mos tushganligi uchun bajarilgan ish

$$dA = dF_A b = I \cdot Bdl \cdot b \quad (3.73)$$

$dl \cdot b = dS$ deb olsak (3.73) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$dA = I \cdot B dS = I \cdot d\Phi \quad (3.74)$$

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 perendikulyar 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.

Magnit moddalarning turlari

Magnitlanish vektori J va magnit maydon kuchlanganligi N orasida quyidagicha boglanish bor:

$$H = \frac{B}{\mu_0} - j \quad (3.75)$$

ikkinchi tomondan

$$j = \chi_m H \quad (3.76)$$

bu erda χ_m - magnetikning magnit xususiyatlarini ifodalovchi kattalik bulib, **magnit kabul kiluvchanlik deyiladi**.

J va N larning ulchov birliklari bir xil bulgani uchun χ_m ulchamsiz kattalikdir.

χ_m musbat va manfiy kiymatlarga ega bula oladi.

J ning (3.76) ifodasini (3.75) ga kuysak:

$$H = \frac{B}{\mu_0} - \chi_m H$$

yoki

$$H = \frac{B}{\mu_0(1 + \chi_m)} \quad (3.77)$$

bundan

$$1 + \chi_m = \mu \quad (3.78)$$

muxitning magnit singdiruvchanligi deyiladi. (3.78) belgilash asosida (3.77) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} \quad (3.79)$$

Demak, izotrop muxitda magnit maydon kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yunalishga ega va modulp jixatdan undan $\mu_0 \mu$ marta kichik buladi. Magnetikning magnit singdiruvchanligi μ ulchamsiz kattalik u magnetikdagi magnit maydonni vakuumdagiga karaganda necha marta farklanishini ifodalaydi.

Barcha magnetiklar uzlarining magnit kabul kiluvchanliklarining ishorasi va kiymatlariga karab uch sinfga bulingan:

1) **diamagnetiklarda $\chi_m < 0$ buladi**. Bu sinfga oid bulgan moddalarda, masalan, fosfor, oltingugurt, surpma, uglerod, simob, oltin, kumush, mis kabi elementlar, shuningdek suv va kupgina organik birikmalarda magnit maydon bir oz susayadi ($\mu = 1 + \chi_m < 1$);

2) **paramagnetiklarda $\chi_m > 0$ buladi.** Bu sinfga kiruvchi kislorod azot, aluminiy, platina, volfram kabi elementlarda magnit maydon bir oz kuchayadi ($\mu = 1 + \chi_m > 1$);

3) **ferromagnetiklarda $\chi_m \gg 1$ buladi.** Bu sinfga kiruvchi temir, nikel, kobalt kabi metallarda va ularning kotishmalarida magnit maydon juda zurayib ketadi.

SHunday kilib, magnitlanish vektori j yunalish jixatidan N ga mos kelishi (para va ferromagnetiklarda) va karama-karshi tomonga yunalgan bulishi mumkin (diamagnetiklarda).

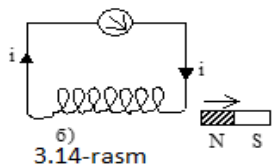
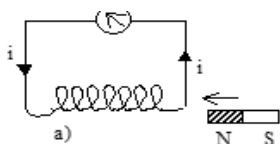
Elektromagnit induksiya hodisasi

Ersted elektr toki yordamida magnit maydon olinishini tajribada ko'rsatdi. Ersted tajribalari haqida habar 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 sabot-matonat va tirishqoqlik bilan juda ko'p mehnat qildi, tinmay izlandi va nihoyat, magnit maydon yordamida elektr toki olishga muvassar bo'ldi. Faradey bu tokni induksion tok deb atadi. Faradey tajribalari bilan tanishaylik.

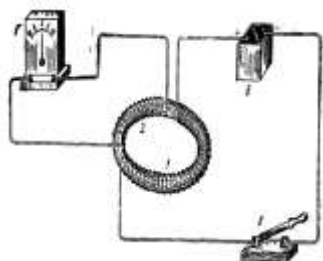
Agar doimiy magnit berk o'ramli g'altak ichiga kiritilsa yoki undan chiqarilsa (13.1-rasm), konturda induksion tok hosil bo'ladi; doimiy magnitning N qutbi g'altakka yaqinlashda galvanometrning strelkasi bir tomonga, magnit g'altakdan uzoqlashtirilganda esa qarama-qarshi tomonga og'adi, bu induksion 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.

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 elektromagnit induksiya hodisasini yuqoridek turli xil variantlarda amalga oshirdi. Faradey tajribalarini tahlil qilib quyidagi xulosaga keldi.

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.



3.14-rasm



3.15-rasm

1833-yilda Lents induksiya tokining yo'nalishini aniqlaydigan umumiy qoidani tajriba yo'li bilan topdi, bu qoida *Lents 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 Lents qoidasiga

mos kelayotganini ko'rish mumkin. Masalan, 1 konturdagi tok ortganda (3.14-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'nalishda ekanligi kelib chiqadi. Induksion tokning yo'nalishini galvanometr strelkasini o'ng yoki chapga

og'ishi orqali aniqlash mumkin. Magnitning shimoliy qutbini g'altakdan uzoqlashtirilganda (3.14.b-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, Lents qoidasini yana ham soddaroq ta'riflash mumkin: *YOpiq konturda hosil bo'lgan induksion tok shunday yo'nalganki, induktsiyalovchi magnit oqim ko'payayotganda induksion tokning xususiy magnit oqimi uni kamaytirishga va aksincha, kamayayotganda uni ko'paytirishga intiladi*.

Endi umumiyroq holdan foydalanib induksion elektr yurituvchi kuchni aniqlaylik. EYUK E bo'lgan manbaga ulangan ixtiyoriy shakldagi konturni magnit maydoniga joylashtiraylik (3.15-rasm).

Bu manbaning dt vaqt ichidagi bajargan to'liq ishi:

$$dA = E Idt \quad (3.80)$$

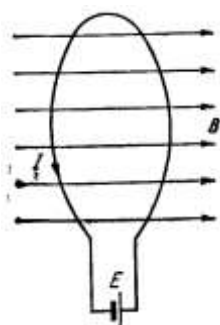
bo'ladi. Bu ishning bir qismi elektr qarshiligi R bo'lgan konturdan Joul issiqligi (dQ)

$$dA_1 = dQ = I^2 R dt \quad (3.81)$$

sifatida ajralib chiqadi:

ikkinchi qismi esa magnit maydonidagi tokli konturni bir vaziyatdan boshqa vaziyatga ko'chirishda sarf bo'ladi. Bunda bajarilgan ish quydagicha:

$$dA_2 = I d\Phi \quad (3.82)$$



3.16-rasm

teng bo'ladi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan:

$$dA = dA_1 + dA_2$$

yoki

$$EIdt = I^2 Rdt + Id\Phi \quad (3.83)$$

Bu tenglamaning har ikki tomonini $I dt$ ga hadlab bo'lsak:

$$E = IR + d\Phi/dt$$

bundan

$$I = \frac{E - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{E + \left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)}{R} \quad (3.84)$$

Bu ifodani EYUK E bo'lgan tok manbaidan tashqari, yana kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimining o'zgarishi tufayli paydo bo'lgan qo'shimcha $\left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)$ EYUK li kontur uchun Om qonuni ifodasi deb qarash mumkin. Ana shu qo'shimcha EYUK **induksiya elektr yurituvchi kuchidir**:

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (3.85)$$

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:

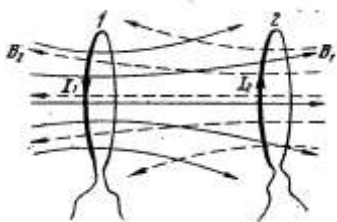
$$E_{\text{ind}} = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{B\phi}{c} = \frac{T_{\text{a}} \cdot M^2}{c}$$

$$T_{\text{a}} = \frac{B \cdot c}{M^2}$$

$$E_{\text{ind}} = \frac{B \cdot c}{M^2} \cdot \frac{M^2}{c} = B$$

kelib chiqadi.

Demak, kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqim 1 Vb/s tezlik bilan o'zgarsa, konturda vujudga kelayotgan induksiya elekt yurituvchi kuchi 1V ga teng bo'ladi:



3.17-rasm

$$1B = \frac{1B\phi}{c}$$

O'zinduksiya va o'zaroiduksiya. 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:

$$\Phi = L I \quad (3.86)$$

bu erda L - konturning induktivligi, u konturning shakli va o'lchamlari, hamda muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq kattalikdir. SI da induktivlikning birligi - **genri (Gn)** deb ataladi.

$$|L| = \frac{|\Phi|}{|I|} = \frac{B\delta}{A} = \Gamma_H$$

Demak, 1Gn shunday g'altakning induktivligiki, 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 solenoid (g'altak)ning induktivligi

$$L_c = \mu_0 \mu \frac{n^2}{l} S \quad (3.87)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Konturning induktivligi o'zgarmas bo'lgan hol uchun o'zinduksiya EYUK

$$E_{yuzun} = \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (3.88)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, **induktivligi 1Gn bo'lgan konturdan o'tayotgan tok kuchi 1 sekunda 1A ga o'zgarsa, konturda 1V o'zinduksiya EYUK vujudga keladi.**

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

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_1 \quad (3.89)$$

ga o'zgaradi. Bu esa o'z navbatida ikkinchi konturda

$$E_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (3.90)$$

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

$$d\Phi_{12} = L_{12} dI_2 \quad (3.91)$$

ga o'zgaradi. Natijada

$$E_1 = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt} \quad (3.92)$$

induksiya EYUK vujudga keladi.

L_{12} va L_{21} lar konturlarning o'zaro induktivligi deb ataladi. Tajribalar va nazariya ham $L_{12} = L_{21}$ ekanligini isbotlaydi.

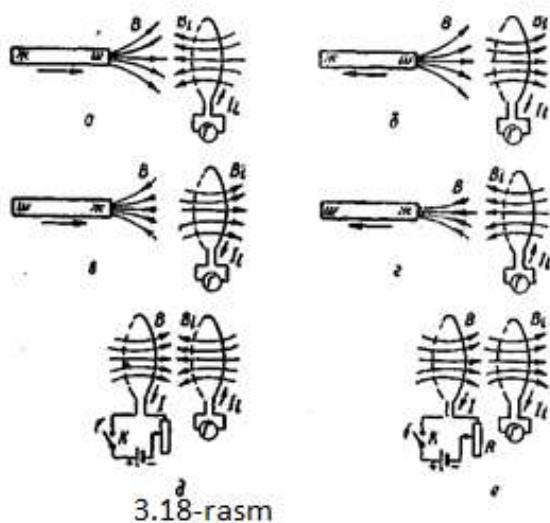
3.6.ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA QONUNLARI.

Elektromagnit induksiya. Faradey tajribalari. Lents qonuni. Elektromagnit induktsiyaning asosiy qonuni

Yuqorida biz bir jinsli magnit maydoniga joylashtirilgan o'tkazuvchan $abcd$ tokli berk konturning maydon ta'sirida deformatsiyalanishini aniqlagan edik (2.18- rasmga qarang): $bc=l$ qismi harakatga keladi va kontur chegaralagan maydon (yuza) o'zgaradi. Tabiiyki, teskari hodisa: magnit maydonida deformatsiyalanayotgan konturda tok hosil bo'lish hodisasi ham bo'ladi, deb faraz qilish mumkin. Bunday hodisa 1831 yilda Faradey tomonidan eksperimental aniqlangan edi. Buning ustiga, Faradey magnit maydonida kontur faqat deformatsiyalanganidagina emas, shu bilan birga, qattiq kontur magnit maydonida ilgarilanma harakatlenganda va burilganda, shuningdek, qo'zg'almas kontur vaqt davomida o'zgaruvchan (nostatsionar) magnit maydonida turganida ham (bunda maydon har qanday usul bilan o'zgartirilishi mumkin) unda tok hosil bo'lishini aniqladi.

Magnit maydonining berk konturda hosil qilgan toki **induktsiya toki**, magnit maydoni vositasida tok hosil qilish hodisasining o'zi esa **elektromagnit induksiya** deb ataladi. Induktsiya tokini hosil qiluvchi elektr yurituvchi kuch **induktsiya elektr yurituvchi kuchi (induktsiya-EYuK)** deb ataladi.

Faradeyning elektromagnit induksiya hodisasini o'rganishiga yordam bergan bir necha tajribalarni ko'raylik (3.18-rasm).



1. Tekisligi rasm tekisligiga perpendikular bo'lgan berk konturga magnitning shimoliy qutbi yaqin keltiriladi (3.18,a-rasm) (Faradey tajribalarida kontur sifatida bitta o'ram emas, solenoid olingan edi). Bunda konturda I_1 tok induktsiyalanadi va G galvanometr strelkasini og'diradi. Magnit va induksiya tokining magnit maydonlari B va B_1 induksiya chiziqlari bilan tasvirlangan. Agar magnit harakatdan to'xtatilsa, induksiya toki yo'qoladi.

2. Magnitning shimoliy qutbi konturdan uzoqlashtiriladi (3.18,b-rasm). U holda konturda oldingi holda induktsiyalangan tokka qarama-qarshi tok induktsiyalanadi.

3. Konturga magnitning janubiy qutbi yaqinlashtiriladi (3.18,v-rasm). Bu holda induktsiyalangan tokning yo'nalishi magnitning shimoliy qutbini uzoqlashtirgandagi tok bilan moc bo'ladi.

4. Magnitning janubiy qutbi konturdan uzoqlashtiriladi (3.18,g-rasm). Bunda induktsiyalangan tok magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirganimizdagi yo`nalishda bo`ladi.

5. Konturda (K kalit yordamida) I tok ulanadi yoki bu konturda bo`lgan tok ( $R$  reostat bilan) ko`paytiriladi (247,d-rasm). Bunda qo`shni konturda  $I$  tokka qarama-qarshi yo`nalgan I_i tok induktsiyalanadi. Agar tok o`zgarishdan to`xtatilsa, induktsiya toki yo`qoladi.

6. Konturda tok uziladi yoki mavjud bo`lgan  $I$  tok kamaytiriladi (3.18,e-rasm). U holda qo`shni konturda I tok bilan bir xil yo`nalgan I_i tok induktsiyalanadi.

Ko`rilgan hollarning xarakterli xususiyati shundaki, ularning har birida kontur chegaralagan yuza orqali o`tgan magnit induktsiya oqimi o`zgaradi. Haqiqatan ham  $a$ ,  $v$ ,  $d$  hollarda vaqt o`tishi bilan bu oqim *ortadi*, b , g , e xollarda esa oqim vaqt o`tishi bilan *kamayadi*.

Faradey o`zining elektromagnit induktsiyaga oid ko`p sonli tajribalari natijalarini umumlashtirib shunday xulosaga keldi: *berk kontur chegaralagan yuza orqali o`tuvchi magnit oqimi o`zgargan barcha hollarda berk konturda tok induktsiyalanadi; induktsiya elektr yurituvchi kuchining kattaligi E_i magnit induktsiya oqimining o`zgarish tezligi $d\Phi/dt$ ga proporsional:*

$$E_i \sim \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.93)$$

bu erda Φ – magnit induktsiya oqimi, t – vaqt.

1833-yilda Lents induktsiya tokining yo`nalishini aniqlaydigan umumiy qoidani aniqladi, bu qoida **Lents qoidasi** deb ataldi: *induktsiyalangan tok shunday yo`nalishda bo`ladiki, uning xususiy magnit maydoni bu tokni yuzaga keltirayotgan magnit induktsiya oqimining o`zgarishi kompensatsiyalaydi.*

Boshqacha aytganda, induktsiya toki shunday yo`nalganki, uning xususiy magnit maydoni bu tokni hosid qilgan magnit induktsiya oqimining o`zgarishiga to`sqinlik qiladi. Biz ko`rgan barcha hollarda induktsiyalangan tokning yo`nalishi Lents qoidasiga moc kelayotganini ko`rish qiyin emas (3.18-rasm). Masalan, birinchi konturda I tok ortganida (3.18,d-rasm) ikkinchi kontur orqali induktsiya magnit oqimi ortadi. Bu ortishni kompensatsiyalash uchun ikkinchi konturda induktsiyalangan I_i tokning B_i xususiy magnit maydoni birinchi konturning xususiy B magnit maydoniga qarama-qarshi yo`nalgan bo`lishi kerak. Bundan I_i induktsiya tokining I tokka qarama-qarshi ekanligi kelib chiqadi. Magnitning shimoliy qutbini uzoqlashtirishda (3.18,b-rasm) kontur orqali magnit induktsiya oqimi kamayadi. Bu kamayishni kompensatsiyalash uchun induktsiya tokining B_i xususiy maydoni B maydon singari yo`nalgan bo`lishi kerak. Bunda parma qoidasiga muvofiq, induktsiya toki soat strelkasi yo`nalishida (agar maydon yo`nalishida qaralsa) yo`nalgan bo`ladi.

Har qanday elektromagnit induksiya holida ham bir tur energiya boshqa tur energiyalarga aylanadi. Masalan, magnitni konturga nisbatan siljirilganda (3.18, a, b, v va g-rasm) magnit harakatining mexanik energiyasi magnit maydoni vositasida induksiya tokining elektr energiyasiga va albatta, bu tokning kontur qarshiligida ajratgan issiqligiga aylanadi. Har qanday energiya o'zgarishlarida energiyaning saqlanish va bir turdan ikkinchi turga aylanish qonuni bajariladi, shuning uchun induksiya-EYuK kattaligini bu konunga asoslanib topish mumkin. Shu maqgadda 3.15-rasmga qaytamiz va tok manbaining EYuK E_0 bo'lgan $abcd$ konturda qanday energetik o'zgarishlar bo'lishini ko'raylik. Bu konturning l harakatlanuvchi qismi siljishini (o'ngga) ko'rdik. Aytaylik, l qismi dt vaqt ichida dx masofaga siljigan bo'lsin. Yuqoridagi formulaga muvofiq, bunda bajarilgan ish

$$dA' = I \cdot d\Phi$$

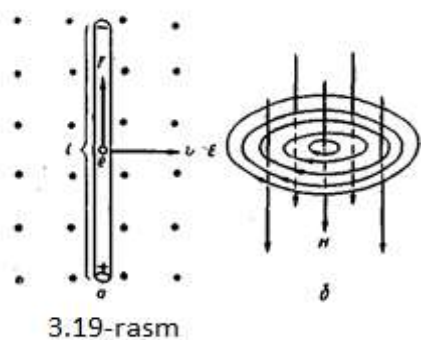
bo'ladi, bunda I – konturdagi tok kuchi, $d\Phi$ – tok oqib o'tayotgan (yoki xuddi shuning o'zi kontur bilan chegaralangan) yuza orqali magnit induksiya oqimining o'zgarishi.

l qismining siljishi bilan bir vaqtda, ya'ni konturning deformatsiyalanishi bilan bir vaqtda, Joul-Lents qonuniga ko'ra butun kontur qiziydi ham. Konturning qizish ishi

$$dA'' = I^2 R \cdot dt$$

ga teng bo'ladi, bu erda R – konturning to'la qarshiligi.

Konturning deformatsiyasi va qizishi konturga ulangan tok manbaining hisobiga bo'ladi. Chunki tok manbaining dt vaqtda bajargan ishi



3.19-rasm

$$dA = E_0 I \cdot dt$$

ga teng, u holda energiyaning saqlanish qonuniga asosan quyidagi tenglikni yozamiz:

$$dA = dA' + dA''$$

$$\text{yoki } E_0 I \cdot dt = I \cdot d\Phi + I^2 R \cdot dt,$$

bundan

$$I = \frac{E_0 - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{E_0 + \left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)}{R}.$$

Bu ifodani E_0 EYuK li tok manbaidan tashqari, yana kontur bilan chegaralangan yuza orqali magnit induksiya oqimining o'zgarishi tufayli paydo bo'lgan qo'shimcha $-\frac{d\Phi}{dt}$ EYuK li kontur uchun Om qonuni ifodasi deb qarash mumkin. Ana shu qo'shimcha EYuK *induksiya elektr yurituvchi kuchidir*:

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (3.94)$$

Shunday qilib, Faradey xulosasiga muvofiq induksiya elektr yurituvchi kuchi magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligiga proporsional bo'lib chiqadi. **Faradey**

qonuni deb ataluvchi ifoda *universaldir*: bu ifoda har qanday tur elektromagnit induksiya uchun o'rinlidir. Minus ishorasi E_i induksiya elektr yurituvchi kuchining yo'nalishi induksiya tokining magnit maydoni magnit induksiya oqimining o'zgarishi $d\Phi$ ga to'sqinlik qilish yo'nalishida ekanligini bildiradi: agar oqim ortadigan bo'lsa ($d\Phi > 0$), u holda $E_i < 0$ va induksiya tokining maydoni oqimga qarama-qarshi yo'nalgan; agar oqim kamayotgan bo'lsa ($d\Phi < 0$) u holda $E_i > 0$ va oqim yo'nalishi bilan induksiya tokining maydon yo'nalishi moc tushadi. Shunday qilib, Faradey formulasidagi minus ishorasi Lents qoidasining matematik ifodasidir.

Faradey formulaga asoslanib, magnit induksiya oqimining birligi – *veberga* boshqacha ta'rif berish mumkin: agar kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi 1 sek da 1 Vb ga o'zgarsa, u holda konturda 1 V ga teng EYuK nduktsiyalanadi.

Endi induksiya elektr yurituvchi kuchining tabiati haqidagi masalaga to'xtab o'taylik. Kontur magnit maydonida harakatlangan hollarda induksiya elektr yurituvchi kuchi konturdagi zaryadlarga lorens kuchining ta'siridan yuzaga keladi. Haqiqatan ham, masalan, metall konturning l qismi (3.19,a-rasm) v tezlik bilan magnit maydonini kesib harakatlansin (magnit maydonining kuch chiziqlari nuqtalar bilan tasvirlangan bo'lib, rasm tekisligiga perpendikular). Bu qismi bilan birgalikda undagi elektronlar ham harakatlanadi. Shuning uchun har bir e elektronga (uning manfiy zaryadli ekanligini nazarga olganda) yuqoriga yo'nalgan lorens kuchi F ta'sir qiladi. Natijada l qismda *zaryadlarning ajralishi ro'y beradi*: erkin elektronlar yuqoriga siljiydi va bu qismi uchlari orasida *induksiya-EYuK ga teng* potentsiallar ayirmasi yuzaga keladi.

O'zgaruvchan (nostatsionar) magnit maydonida qo'zg'almas kontur bo'lgan hollarda induksiya elektr yurituvchi kuchining hosil bo'lishini lorens kuchi ta'siridan deb bo'lmaydi, chunki bu kuch qo'zg'almas zaryadlarga ta'sir qilmaydi. Bunday hollarda induksiya elektr yurituvchi kuchining tabiatini tushuntirish uchun, Maksvell faraz qilganidek, *o'zgaruvchan H magnit maydoni fazoda o'zgaruvchan E elektr maydonini vujudga keltiradi va magnit maydonining kuch chiziqlari elektr maydonining kuch chiziqlari bilan kontsentrik ravishda o'rab olingan* deb, faraz qilish zarur (3.19,b-rasm). Kuch chiziqlari berk bo'lgan bunday elektr maydoni uyurmaviy maydon deb ataladi. Uyurma elektr maydonining kuchlari o'tkazuvchi konturda zaryadlarni ajratadi va unda *induksiya-EYuK ga teng o'zgaruvchan* potentsiallar ayirmasini hosil qiladi.

Induksiya toklari faqat chiziqli (sim) konturlardagina emas, balki o'zgaruvchan magnit maydonlari kirayotgan massiv yaxlit o'tkazgichlarda xam vujudga keladi. Bu toklar ularni birinchi bo'lib payqagan frantsuz fizigi Fuko nomi bilan **Fuko toklari** deb yuritiladi. Fuko toklari uyurmaviy toklardir: bu toklar o'tkazgichda magnit induksiya

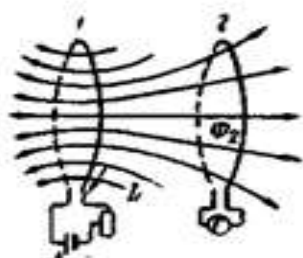
oqimiga perpendikular tekisliklarda o'tib o'tkazgichning yo'g'onligining o'zida berkiladi. Massiv (yaxlit) o'tkazgichning qarshiligi katta bo'lmagani uchun ular katta qiymatlarga erishishi va o'tkazgichni anchagina qizdirishi mumkin. Shu munosabat bilan Fuko toklari maxsus elektr pechlarida metall eritishda ishlatiladi.

Fuko toklariga bo'ladigan isroflarni kamaytirish uchun elektromagnitlar, transformatorlar, elektr generatorlari va elektr dvigatellarining o'zaklari bir-biridan elektrdan izolatsiyalangan alohida plastinkalar yoki sterjenlardan qilinadi; so'nggi yillarda yig'ma temir o'zaklar o'rniga ferritdan qilingan yaxlit o'zaklar keng ishlatiladi.

O'zaroinduksiya. O'zaro induktivlik

O'zaro induksiya va o'zinduksiya hodisalari elektromagnit induksiyaning xususiy hollaridir.

Tokning boshqa (qo'shni) konturda o'zgarishida konturda tok uyg'otilishi **o'zaro induksiya** deb ataladi. Birinchi 1 konturdan I_1 tok oqayapti deb faraz qilaylik (3.20-



3.20-rasm

rasm). Bu tokning magnit maydonida qo'shni 2 kontur bo'lsin. 2 kontur bilan bog'langan Φ_2 magnit maydoni 1 kontur bilan bog'langan magnit oqimiga proporsional bo'ladi. O'z navbatida Bio-Savar-Laplas qonuniga ko'ra, 1 kontur bilan bog'langan magnit oqimi bu konturdagi I_1 tok kuchiga proporsionaldir; shuning uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\Phi_2 = MI_1, \quad (3.95)$$

bu erda M proporsionallik koeffitsienta ikkala konturning **o'zaro induksiya koeffitsienti** yoki **o'zaro induktivligi** deyiladi. (O'z-o'zidan ma'lumki, agar tok ikkinchi konturdan o'tayotgan bo'lsa, u holda birinchi kontur bilan bog'liq bo'lgan Φ_1 magnit oqimi ikkinchi konturdagi I_2 ga bog'liq bo'lar va yuqoridagi (3.95) ga, ya'ni $\Phi_1 = MI_2$ o'xshash munosabat bilan ifodalangan bo'lar edi.)

Endi dt vaqt ichida 1 konturdagi tok dI_1 kattalikka o'zgaradi, deb faraz qilaylik. U holda (3.95) formulaga muvofiq, 2 kontur bilan bog'langan magnit oqimi

$$d\Phi_2 = M \cdot dI_1$$

kattalikka o'zgaradi, buning natijasida bu konturda (Faradey qonuniga muvofiq) o'zaro induksiya-EYuK paydo bo'ladi:

$$E_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt}. \quad (3.96)$$

(4) formulaning ko'rsatishicha *konturda hosil bo'ladigan o'zaro induksiya-EYuK qo'shni konturda tokning o'zgarish tezligiga proporsional va bu konturlarning o'zaro induktivligiga bog'liq bo'ladi.*

O'zaro induktivlik va uning o'lchov birligini aniqlash uchun (3.95) formulani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$M = \frac{\Phi_2}{I_1}. \quad (3.97)$$

Ravshanki, *ikki konturning o'zaro induktivligi konturlarning ikkinchisidan birga teng tok o'tganida konturlarning biri bilan bog'langan magnet oqimiga teng bo'ladi.* O'zaro induktivlikning o'lchov birligi *genri (Gn)* amerikalik fizik Genri nomi bilan yuritiladi.

O'zaro induktivlik konturlarning shakli, o'lchamlari, o'zaro joylashishiga va muhitning magnet singdiruvchanligiga bog'liq bo'lib, konturdagi tok kuchiga bog'liq emas.

Umumiy temir o'zakka o'ralgan ikkita bir qatlamli sim g'altaklarning o'zaro induktivligi ifodasini hosil qilaylik (250-rasm). O'ramlari soni n_2 bo'lgan 2 g'altak



o'ramlari soni n_1 bo'lgan 1 g'altak ustidan zich o'ralgan bo'lsin (ikkinchi g'altakning chulg'ami uzoq chiziqlar bilan tasvirlangan). G'altaklarning umumiy uzunligi l va ularning ko'ndalang kesimlari deyarli bir xil S ; muhitning magnet singdiruvchanligi μ ga teng. Birinchi

g'altakdan o'tayotgan I_1 tokning hosil qilgan magnet maydoni birinchi g'altakni ham, ikkinchi g'altakni ham kesib o'tadi. Shuning uchun ikkinchi g'altakning har bir o'rami magnet oqimi bilan shunday bog'langan:

$$\Phi' = \mu_0 \mu H_1 S,$$

ikkinchi g'altakning butuniga magnet oqimi bilan bog'lanishi esa

$$\Phi_2 = \Phi' n_2 = \mu_0 \mu H_1 S n_2$$

bo'ladi, bunda $H_1 = \frac{n_1 I_1}{l}$ – birinchi g'altak (solenoidning) ning hosil qilgan magnet maydoni kuchlanganligi. U holda

$$\Phi_2 = \frac{\mu_0 \mu n_1 n_2 I_1 S}{l},$$

bundan (5) formulaga muvofiq,

$$M = \frac{\mu_0 \mu n_1 n_2 S}{l}. \quad (3.98)$$

Bu formula bilan ikkita ko'p qatlamli g'altaklarning o'zaro induktivligini ham taxminan hisoblash mumkin, faqat bunda qatlamlarning qalinligi g'altaklar diametriga nisbatan kichik bo'lishi kerak.

Agar dt vaqt ichida birinchi g'altakdagi tok dI_1 kattalikka o'zgarsa, u vaqtda (3.97) va (3.98) formulalarga muvofiq, ikkinchi g'altakda quyidagiga teng bo'lgan o'zaro induksiya-EYuK hosil bo'ladi:

$$E_2 = -\frac{\mu_0 \mu n_1 n_2 S}{l} \frac{dI_1}{dt}. \quad (3.99)$$

Ikki g'altakning o'zaro induktsiyasiga doir bu hol amaliy jihatdan juda muhim. Masalan, ichki yonuv dvigatellarida yoqilg'i aralashmasini yoqishda foydalaniladigan induksiya g'altagi (bobina), shuningdek, elektr radiotexnikada o'zgaruvchan tokning kuchini va kuchlanishini o'zgartirish uchun keng qo'llaniladigan transformatorning ishlashi o'zaro induktsiyaga asoslangan.

Transformatorni 1876-yilda rus fizigi P.N.Yablochkov ixtiro qilgan ramkalari soni n_1 va n_2 bo'lgan birlamchi 1 va ikkilamchi 2 g'altaklar (chulg'amlar) berk temir o'zakka kiygizilgan. O'zakning magnit maydoni magnit induksiya chiziqlari (berk uzuq chiziqlar) bilan tasvirlangan.

Agar biror sabab bilan o'zakdagi magnit oqimi dt vaqtda $d\Phi$ kattalikka o'zgarsa, u holda Faradey qonuniga muvofiq, chulg'amlarda quyidagiga teng EYuK lar induktsiyalanadi:

$$E_1 = -\frac{d\Phi}{dt} n_1 \quad \text{va} \quad E_2 = -\frac{d\Phi}{dt} n_2.$$

Magnit oqimining bunday o'zgarishiga birlamchi chulg'amga ulangan E_1 ga teng bo'lgan tashqi o'zgaruvchan EYuK sabab bo'ldi deb faraz qilaylik. U holda ikkinchi chulg'amda E_2 ga teng o'zaro induksiya EYuK hosil bo'ladi. Bu EYuK larning nisbati

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{n_2}{n_1} = k \quad (3.100)$$

ga teng bo'ladi.

k kattalik **transformatsiya koeffitsienti** deb ataladi va ikkilamchi chulg'amdagi EYuK ning birinchi chulg'amdagi EYuK dan necha marta katta (yoki kichik) ekanini ko'rsatadi.

Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq, har ikkala chulg'amda tokning quvvati bir xil bo'ladi. Shuning uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$E_1 I_1 = E_2 I_2. \quad (3.101)$$

yoki (8) formulani hisobga olganda

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1} = k, \quad (3.102)$$

bu erda I_1 va I_2 – moc ravishda birlamchi va ikkilamchi chulg'amlardagi o'zgaruvchan toklar. Binobarin, chulg'amlardagi toklar bu chulg'amlardagi o'ramlar soniga teskari proportsional bo'ladi.

Shunday qilib, transformatsiyalash koeffitsientini moslab olingan transformatorni tanlash yo'li bilan o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuchni oldindan ko'zda tutilgan

ixtiyoriy nisbatda orttirish yoki kamaytirish, bunga moc ravishda tokni kamaytirish va orttirish mumkin. Kuchaytiruvchi transformator ($k > 1$), masalan, elektr energiyani katta masofalarga uzatishda (tok kuchi kvadratiga proporsional bo'lgan joul issiqligiga bo'ladigan isrofni kamaytirish uchun) ishlatiladi. Pasaytiruvchi transformator ($k < 1$), masalan, elektr bilan payvandlashda (chunki buning uchun past kuchlanishli katta tok talab qilinadi) foydalaniladi.

(3.102) formulani chiqarishda energiyaning transformatorning o'zida isrof bo'lishi hisobga olinmadi, holbuki, amalda hamma vaqt bunday isroflar bo'lishini (chulg'amlarning qizishi, o'zakdagi Fuko toklari, magnit oqimining yo'qolishi, o'zakning qayta magnitlanishi) ta'kidlab o'tish zarur. Biroq bu isroflar juda kichik: hozirgi zamon transformatorlarining foydali ish koeffitsienta 98% ga etadi. Shuning uchun (3.102) formula amaliy hisoblashlar uchun bimalol yaraydi.

O'zinduktsiya hodisasi. Induktivlik. Solenoidning induktivligi. Muhitning magnit doimiysi

Toki o'zgarayotgan kontur faqat boshqa qo'shni konturlardagi tokni induktsiyalab qolmaydi, balki o'zo'zida ham tokni induktsiyalaydi: bu hodisa ***o'zinduktsiya*** deb ataladi.

Kontur bilan bog'langan Φ magnit oqimi konturdagi I tokka proporsional bo'ladi. Shuning uchun quyidagini yozish mumkin:

$$\Phi = L \cdot I, \quad (3.103)$$

bu erda L proporsionallik koeffitsienti ***o'zinduktsiya koeffitsienti*** yoki ***konturning induktivligi*** deb ataladi.

dt vaqt ichida konturdagi tok dI kattalikka o'zgaradi, deb faraz qilaylik. U holda (3.103) formulaga muvofiq, kontur bilan bog'langan magnit oqimi

$$d\Phi = L \cdot dI$$

kattalikka o'zgaradi, uning natijasida bu konturda o'zinduktsiya-EYuK paydo bo'ladi.

$$E = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}, \quad (3.104)$$

bu EYuK tokning o'zgarish tezligiga proporsional va konturning induktivligiga bog'liq bo'ladi. Minus ishorasi o'zinduktsiya elektr yurituvchi kuchi (binobarin, o'zinduktsiya toki ham) hamma vaqt asosiy (tashqi) tokning o'zgarishiga to'sqinlik qilishini ko'rsatadi. Agar asosiy tok ortsa ($dI/dt > 0$), u holda $E < 0$ va o'zinduktsiya toki asosiy tokka teskari yo'nalgan. Agar asosiy tok kamaysa, ($dI/dt < 0$), u holda $E > 0$ o'zinduktsiya toki asosiy tok bilan birday yo'nalgan.

O'zinduktsiya hodisasiga ulash va uzish *ekstratoklari* yorqin misol bo'la oladi, bu toklar induktivligi anchagina katta bo'lgan konturda tokni ulash va uzish paytida hosil bo'ladi. Tokni ulashda ulangan tokka qarama- karshi yo'nalgan va shuning uchun bu tokning o'sishiga to'sqinlik qiluvchi *ulash ekstratoki* hosil bo'ladi; agar konturda

elektr lampochka bo'lsa, lampochka darhol yonmaydi, balki bir oz kechikib yonadi (konturning induktivligi qancha katta bo'lsa, bunday kechikish shuncha uzoq bo'ladi).

Tokni uzish paytida uzilayotgan tok bilan bir xil yo'nalgan va shuning uchun bu tokni kuchaytiruvchi (uning kamayishini tutib qoluvchi) uzish ekstratoki paydo bo'ladi. Buning natijasida zanjirning uzilayotgan qismida (kalitda, rubilnikda va hokazo) uchqun hosil bo'ladi.

Katta induktivlikli elektromagnit bo'lgan zanjirda tokni tez uzishda hosil bo'ladigan uzish ekstratoki juda katta bo'lib, chulg'amni qizdirishi va hatto uning izolatsiyasini kuydirib yuborishi mumkin. Shuning uchun bunday zanjirlar elektromagnitlarning asosiy tokini reostat yordamida kamaytirish yo'li bilan sekin-asta uziladi.

(3.104) formuladan $L = \frac{\Phi}{I}$ ekanligi kelib chiqadi, ya'ni *agar konturdan birga teng tok o'tayotgan bo'lsa, konturning induktivligi u bilan bog'langan magnit oqimiga teng*. Ravshanki, L induktivlik ham o'zaro induktivlik M o'lchangan birliklarda o'lchanadi. Induktivlik konturning shakli va o'lchamlariga hamda muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq bo'ladi.

Temir o'zakli solenoid (elektromagnit) induktivligi ifodasini topaylik. Buning uchun formulaga $n_1 = n_2 = n$ qo'yish etarli, chunki ayni holda solenoid birlamchi va ikkilamchi g'altaklar rolini o'ynaydi. Bu holda

$$L = \frac{\mu_0 \mu n^2 S}{l}, \quad (3.105)$$

bu erda n – solenoid o'ramlari soni, l – solenoid uzunligi, S – uning ko'ndalang kesimi yuzi, μ – o'zakning magnit singdiruvchanligi. Toroid (aylanma solenoid) ning induktivligini ham shu formuladan hisoblash mumkin.

Moddaning magnit singdiruvchanligi. Tajriba har qanday konturning induktivligi shu kontur turgan muhitning xossalriga ham bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Agar g'altak L ga temir o'zak kiritilsa unda har qanday boshqa hollarda ekstratok kuchi ko'p marta ortadi, demak, g'altakning induktivligi ham juda ortadi.

Atrofdagi muhitni bir jinsli deb va qaerda magnit maydon bo'lsa, u o'sha joydagi butun fazoni to'ldiradi deylik. Bu yopiq toroidal g'altak uchun amalda quyidagini bildiradi: muhit hamma joyda g'altak ichida bo'ladi, chunki toroiddan tashqarida maydon juda kuchsiz (bitta yopiq o'ramning maydoni). Bu uzun solenoid uchun ham o'rinalidir.

L_0 – biror konturning vakuumdagi induktivligi, L – butun magnit maydonini to'ldiruvchi bir jinsli moddadagi o'sha konturning induktivligi bo'lsin. U holda

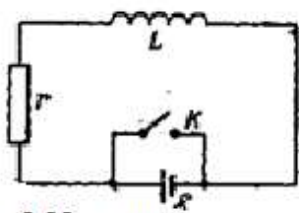
$$L/L_0 = \mu \quad (3.106)$$

nisbat moddaning *magnit singdiruvchanligi* deyiladi. Magnit singdiruvchanlik moddaning magnit xossalari xarakterlaydi, u moddaning turiga va uning holatiga (masalan,

temperaturasi) bog'liq. ε singari μ ham o'lchamsiz kattalik. Moddaning magnit singdiruvchanligining absolyut qiymati $\mu\mu_0$ ham μ_0 ning o'lchamligiga ega.

O'zinduktsiya natijasida zanjirda tokning yo'qolishi va tiklanishi

O'zinduktsiya ekstratoklari Lents qonuniga muvofiq ularni hosil qilgan toklarning o'zgarishiga doim to'siqlik qiladn. Tok manbai zanjirga ulanganida ekstratoklar manba



3.22-rasm

hosil qilayotgan tokka qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Tok manba uzilganida ekstratoklarning yo'nalishi manbaning kuchsizlanayotgan tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Shuning uchun zanjirning induktivligi tok yo'qolish va tiklanish jarayonini sekinlashtirganda ko'rinadi. Bu hodisani batafsilroq qarab chiqamiz.

EYuK E bo'lgan tok manbai, qarshilik r va induktivlik L dan iborat zanjir berilgan bo'lsin (3.22-rasm). Kalit K uzoq bo'lganda zanjirda manbaning EYuK ta'sir qiladi, unda $I_0 = E/r$ tok kuchi tiklanadi. Agar kalit K ulansa, unda tok manbai zanjirdan uziladi va tok yo'qola boshlaydi.

Tokni kvazistatsionar deb hisoblaymiz va tokning yo'qolish qonunini topamiz. Vaqtning t momentida oddiy tok kuchini I orqali belgilaymiz va $LkrL$ konturga Kirxgofning ikkinchi qoidasini tadbiiq qilamiz. Zanjirda o'zinduktsiya EYuK $-L \frac{dI}{dt}$ borligini hisobga olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$rI = -L \frac{dI}{dt}.$$

Bu tenglamada o'zgaruvchilarni ajratsak,

$$\frac{dI}{I} = -\frac{r}{L} dt$$

bo'ladi, uni integrallab quyidagini topamiz:

$$I = C \exp\left(-\frac{r}{L}t\right).$$

Integrallash doimiysi C ni boshlang'ich shartlardan aniqlash mumkin. Vaqtning $t=0$ momentida manba uziladi deylik. Unda boshlang'ich shart $t=0$, $I = I_0$ dan iborat, bundan $C = I_0$. Shuning uchun tokning kamayish qonuni quyidagi ko'rinishni oladi:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \quad (3.107)$$

bunda

$$T = L/r, \quad (3.108)$$

T kattalik vaqt o'lchamligiga ega, shuning uchun uni induktivlik va qarshilikli zanjirning *vaqt doimiysi* deyiladi. (3.108) da ko'rinadiki, T vaqtni beradi, shu vaqt

davomida tok kuchi $e=2,71$ marta kamayadi. Induktivlik qanchalik katta bo'lsa va qarshilik qanchalik kichik bo'lsa, tokning yo'qolishi shunchalik sekin bo'ladi.

(3.108) ga muvofiq tok kuchi nolga asimptotik intilishini, $t = \infty$ vaqtdan keyingina tok to'liq yo'qolishini ($I = 0$) qayd qilib o'tamiz. Ammo tokning yo'qolishi uning kuchi etarlicha kichik bo'lib ketganligini bildiradi. Bunday deyarli barqarorlashgan holatga chekli vaqt ichida erishiladi, ammo vaqt doimiysi T qanchalik katta bo'lsa, bu vaqt ham shunchalik katta bo'ladi.

Agar 3.22-rasmda tasvirlangan zanjirda kalit K dastlab ulanib, keyin to'satdan uzilgan bo'lsa, zanjirda tokning tiklanish jarayoni boshlanadi. Bu holda zanjirda manbaning EYuK va o'zinduktsiya EYuK $-L \frac{dI}{dt}$ mavjud bo'ladi va Qirxgofning ikkinchi qoidasi quyidagini beradi:

$$rI = E - L \frac{dI}{dt}.$$

Bu erda r – zanjirning to'liq qarshiligi bo'lib, mazkur holda unga manbaning ichki qarshiligini ham qo'shish lozim. Quyidagi yangi o'zgaruvchini kiritib

$$U = rI - E,$$

bu tenglamani ham yuqoridagi ko'rinishga keltirib, quyidagini olamiz:

$$\frac{dU}{U} = -\frac{dt}{T},$$

bunda T orqali vaqt doimiysi belgilangan bo'lib, (3.108) formula bilan ifodalanadi. Shuning uchun

$$U = C \exp\left(-\frac{t}{T}\right).$$

Agar vaqt hisob boshi manbani ulash momenti bilan mos kelsa, unda boshlang'ich shart quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$t = 0, \quad I = 0, \quad U = -E$$

Bu $C = -E$ ni beradi va biz quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U = Ir - E = -E \exp\left(-\frac{t}{T}\right).$$

Bundan tok kuchi I ni ifodalab, uzil-kesil quyidagini topamiz:

$$I = \frac{E}{r} (1 - \exp(-t/T)). \quad (3.109)$$

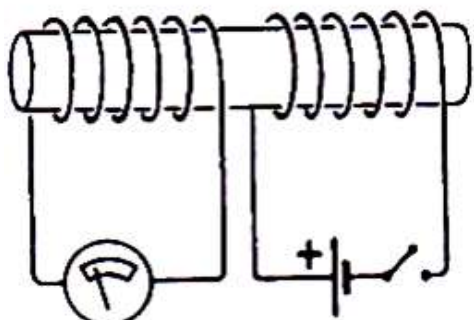
Tok kuchi dastlabki qiymati $I = 0$ dan ortadi va barqaror qiymati E/r ga asimptotik yaqinlashadi. Tokning tiklanish tezligi ham tokning yo'qolishidagi vaqt doimiysi T bilan aniqlanadi.

Ko'pgina maqsadlar uchun, masalan, o'zgaruvchan tokda o'lchashlar o'tkazishda induktivligi iloji boricha kam bo'lgan g'altakli (simli) qarshiliklar ishlatish kerak. Bunday induktivsiz g'altak yasash uchun ikki buklangan sim olinadi va hosil bo'lgan qo'sh simdan chulg'am tayyorlanadi. Bunday bifilyar (qo'sh tolali) g'altaklarni qarama-

qarshi tokli ikkita g'altak deb qarash mumkin. Bunday g'altaklarning magnit maydoni deyarli nolga teng, shuning uchun ularning induktivligi juda kichik.

Transformatorning ikki g'altagi . Agar ikki g'altak yon-yon o'ralgan bo'lsa va tok birdaniga g'altaklardan birida oqa boshlaydi, bu qisqa tok ikkinchi g'altakka o'tadi. Qachon tok oqa boshlasa, magnit maydoni oldin bo'lmagan joyda hosil bo'ladi. Xuddi shunday holat g'altaklardan birida tok o'chirilsa sodir bo'ladi.

- (Batareyaga ulangan) o'tkazgichdagi tok qanday yo'nalishda bo'ladi?
- G'altak markazida magnit maydon qanday yo'naladi?
- Chap g'altakdan o'tishga harakat qilayotgan induksion tok qanday yo'naladi?
- Chap g'altakdan o'tayotgan tok qanday yo'naladi?



3.23-rasm

Javoblar:

- pastga
- chapdan o'ngga
- o'ngdan chapga (Lens qonuniga asosan, qo'yilgan tokning magnit maydonini chapdan o'ngga yo'nalgan maydondan ustun turadi)
- yuqoriga (o'tkazgichdan siz tomon).

Birinci g'altakdagi doimiy tok boshqa g'altakdagi tokni induksiylamaydi, chunki magnit maydoni o'zgarmaydi.

- rasmdagi kalit biror vaqtga o'zilgan bo'lsa, bundan keyin esa chap g'altakdagi tok oqimi qanday yo'naladi?
- Keyinroq kalit ulansa, tok to'xtab, chap g'altakdagi induksion tok yo'nalishi qanday bo'ladi?

Javoblar:

- tok umuman oqmaydi
- o'tkazgichdan pastga siz tomondan g'altakda. (U kamayishidan maydonni saqlaydi).

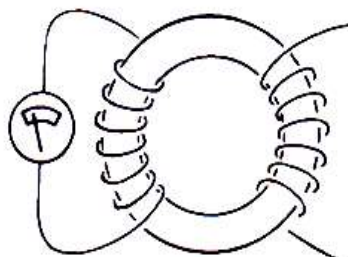
Esga solamiz. G'altak markazi bo'ylab temir bo'lagini pastga joylashtirsak, elektromagnitning magnit maydoni oshadi. G'altak orqali temir bo'lagini joylashtirishyo'li bilan 8-9-bo'limlardagi effektni oshirish mumkin. Rasmda magnit maydon hosil qiluvchi halqa shaklidagi temir ko'rsatilgan, eng katta effekt beradigan g'altak markazlari butunlay chegaralanadi. Bunday qurilma transformator deyiladi.

Faraz qilamiz, o'ng tomondagi g'altak o'zgaruvchan tok manbaiga ulangan va tok bular orqali oqadi.

a) o'ng g'altak hosil qilgan magnit maydonida tokning ko'payish va kamayish effekti nima?

b) chap g'altakdagi natijaviy effekt nima?

c) faraz qilamiz, to'g'ri g'altakdan o'zgaruvchan tok o'rniga o'zgarmas tok oqishini majbur qilamiz. Chap g'altakda natijaviy effekt qanday bo'ladi?



3.24-rasm

Javoblar:

a) doimo o'zgaradi

b) o'zgaruvchan tok o'zluksiz induksiyalanadi

c) ba'zi hollardan tashqari, o'zgarmas tok yoqilganda va o'chirilganda hech bir tok oqmaydi, chunki o'zgarmas tok oqqanda magnit maydon o'zgarmaydi.

Ttransformatordagi kuchlanish va quvvat. 1-cho'lg'amga nisbatan (unga tokning birinchi oqimi oqadi)

2- cho'lg'amda ko'p o'ramli o'tkazgich joylashgan (oldingi bo'limdagi rasmning chap tomoni)

G'altakning har bir o'tkazgichi induksiya effektini hosil qiladi, chunki 2-cho'lg'am uchidagi kuchlanish 1-cho'lg'amga nisbatan katta bo'ladi. Haqiqatdan kuchlanishlar nisbati g'altakdagi o'ramlar soni nisbatiga teng bo'ladi

$$V_s / V_p = N_s / N_p$$

bu yerda V - ikkilamchi va birlamchi cho'lg'amdagi kuchlanish, N - har bir g'altakdagi o'ramlar soni. Transformatorning asosiy vazifasi o'zgaruvchan tok kuchlanishini oshirish yoki kamaytirish. Sizning ko'changizdagi ustun (stolba) larga o'rnatilgan katta baland qutilar yuqori kuchlanishni o'zgartiradi (1000 V bo'lishi mumkin).

Sizning uyingizda ishlatilatiluvchi o'zlash liniyalari kuchlanishni 110 V va 220 V qilib beradi.

a) faraz qilamiz, liniyadagi kuchlanish 1100 V. 220 V olish uchun 2-cho'lg'am-dagi o'ramlar soni 1/5, 1-cho'lg'amda 1/10 yoki 1/20 bo'ladimi?

b) agar transformatorning 1-cho'lg'amida 150 ta o'ramlar soni va 2-cho'lg'amida 600 ta o'ramlar soni bo'lsa, 2-cho'lg'amda 220V bo'lsa, 1-cho'lg'amga qancha kuchlanish berish kerak?

Javoblar:

a) 1/5

b) 50

Bundan ko'rinadiki, kuchlanishni oshirish mumkin, bu shuni anglatadiki, transformator ishlatish hisobiga chiqishdagi quvvatni oshirish mumkin, degan ma'noni anglatadi. Bu boshqa holat hisoblanadi. Esingizda bo'lsa, quvvat kuchlanish va tokning ko'paytmasidan iborat. Agar transformator birlamchi chulg'ami kabi ikkilamchi chulg'amda ikki marta ko'p o'ramlar bo'lsa, kuchlanish ikki barobar oshadi, ikkilamchi chulg'amdan olinadigan tok esa yarmiga kamayadi. Shunday qilib, kuchlanish va tok ko'paytmasi bir xil bo'ladi. Birlamchi chulg'am va ikkilamchi chulg'amdagi tok I va kuchlanish V o'rtasidagi bog'lanishni quyidagicha yozamiz:

$$I_p V_p = I_s V_s$$

chunki tok va kuchlanish ko'paytmasi quvvatga teng bo'ladi (14-bob, 20- bo'lim). Bu tenglamadan energiyaning saqlanish qonuni bo'zilmaydi, 2-tushuvchidan

1-tushuvchiga	nisbatan	ko'p	energiya	yo'q.

a) Transformator birlamchi chulg'amidan 120 volt kuchlanishda 2 Amper tok oqadi.

Agar qo'shimcha kuchlanish 12 000 volt bo'lsa, undan qancha tok olish mumkin?

b) Transformator birlamchi chulg'amidan 2-ga 240 volt kuchlanishda 1 Amper tok oqadi.

Agar 1-chulg'am o'ramlar soni 500 ta va 2-chulg'am o'ramlar soni 50 ta bo'lsa,

2-chulg'amda	qanday	tok	o'tadi?

Javoblar:

a) 0,02 Amper;

b) 10 Amper ($V_s = 24$; $I_p V_p = I_s V_s$)

Magnit maydon energiyasi

Magnit maydonining tok bilan chambarchas bog'liq ekanini bilamiz: magnit maydoni tokning paydo bo'lishi, o'zgarishi va yo'qolishi bilan moc ravishda paydo bo'ladi, o'zgaradi va yo'qoladi. Binobarin, tok energiyasining bir qismi hamma vaqt magnit maydoni hosil qilishga ketadi. Shuning uchun *magnit maydoni tokning bu maydonni hosil qilish uchun sarflagan ishiga teng, yoki boshqacha aytganda, tok bilan bog'langan magnit induktsiya oqimini hosil qilishga sarflagan ishiga teng energiyaga ega bo'lishi kerak*. Elektromagnit induktsiya hodisasining, jumladan o'zinduktsiya hodisasining fizikaviy mohiyati magnit maydonining energiyasi mavjud ekanligi bilan tushuntiriladi. Konturga ulangan tok o'zining maksimal qiymatiga (Om qonuni bilan aniqlanadigan) darhol erishmaydi, balki biror (kichik) vaqt oraligida o'sib etadi, chunki tok energiyasining bir qismi bu vaqtda magnit maydoni hosil qilishga sarf bo'ladi.

Ulantani tokning bunday «tormozlanishi» konturda oʻzinduktiya teskari tokining paydo boʻlishiga teng kuchli boʻladi. Tok maksimal qiymatiga etgach, doimiy boʻlib qoladi. Bunda uning magnit maydoni ham doimiy boʻladi. Tok uzilganda uning magnit maydoni yoʻqoladi. Biroq energiyaning saqlanish qonuniga asosan magnit maydonining energiyasi yoʻq boʻla olmaydi. Bu energiya uzilayotgan tokning kuchaytiruvchi oʻzinduktiya tokining energiyasiga aylanadi.

Shunday qilib, *elektromagnit induksiya hodisasi elektr toki energiyasi va magnit energiyasining oʻzaro almashinishiga asoslangan*. Bu tasavvurlarga asoslanib, magnit maydoni energiyasi kattaligi ifodasini topamiz.

Induktivligi L boʻlgan biror konturda tok ulandi deylik; 0 dan I ga teng maksimal qiymatgacha oʻtib, bu tok magnit oqimi hosil qiladi:

$$\Phi = LI.$$

Tokning kichik dI qiymatga oʻzgarishidan magnit oqimi ham kichik

$$d\Phi = LdI \quad (3.110)$$

qiymatga oʻzgaradi. magnit oqimi $d\Phi$ ga oʻzgarishi uchun

$$dA = Id\Phi$$

ga teng ish bajarishi lozim ekanligi koʻrsatilgan edi, yoki (3.110) formulani hisobga olsak:

$$dA = L \cdot I \cdot dI.$$

U holda magnit oqimi Φ ni hosil qilish uchun sarflangan ish quyidagiga teng boʻladi:

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}.$$

Binobarin, kontur bilan bogʻliq boʻlgan magnit maydonining energiyasi W shunday boʻladi:

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (3.111)$$

(3.111) formuladan foydalanib, toroid magnit maydoni energiyasini hisoblaymiz. Bu maydonning kuchlanganligi

$$H = \frac{nI}{l}$$

boʻlgani uchun toroiddagi tok kuchi I quyidagiga teng boʻladi:

$$I = \frac{Hl}{n}, \quad (3.112)$$

bu erda n – toroid oʻramlari soni, l – uning uzunligi. (3.111) ifodaga (3.112) formuladan I ning qiymatini va (3.109) formuladan l qiymatini qoʻyamiz. U holda

$$W = \frac{\mu_0 \mu H^2 Sl}{2},$$

yoki $Sl = \Omega$ toroidning hajmi ekanligini hisobga olsak:

$$W = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \Omega. \quad (3.113)$$

Toroidning hamma magnit maydoni toroidning o'z ichida to'plangan. Shuning uchun Ω toroidning hajmi magnit maydoni egallagan hajm bo'ladi. Shunday qilib, magnit maydonining energiyasi bu maydon kuchlanganligi kvadratiga va u egallagan fazo bilan o'ralgan *hajmga* proporsional bo'ladi.

(3.113) formuladan shu narsa kelib chiqadiki, magnit maydonining u egallagan hajm birligiga to'g'ri keladigan energiyasi, ya'ni *magnit maydoni energiyasining zichligi* w_M shunday munosabat bilan bog'langan ekan:

$$w_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (3.114)$$

Bir jinsli (toroid) maydoni uchun chiqarilgan (3.114) munosabat har qanday maydon uchun ham o'rinli ekanini ta'kidlab o'taylik

3.7. Maksveelning elektromagnit maydonlar nazariyasi

Elektr va magnit maydonlarni o'zaro bog'liqligi. Elektromagnit maydon

Biz yuqorida magnit maydonining u egallagan hajm birligiga to'g'ri keladigan energiyasi, ya'ni *magnit maydoni energiyasining zichligi* w_M shunday munosabat:

$$w_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (3.115)$$

bilan bog'langan ekanligi kelib chiqadi. Bir jinsli (toroid) maydoni uchun chiqarilgan (3.115) munosabat har qanday maydon uchun ham o'rinli ekanini ta'kidlab o'taylik. Elektr maydoni energiyasi zichligining ifodasi

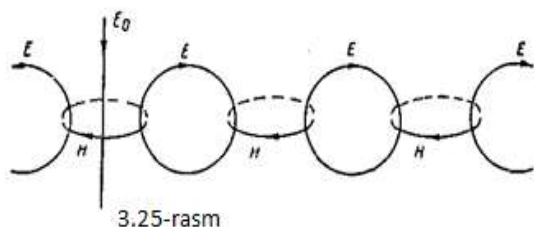
$$w_E = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}$$

chiqarilgan edi, bu ifodaning shakli magnit maydoni energiyasining zichligi uchun chiqarilgan (3.115) ifodaga o'xshashdir.

Agar fazoda ham elektr maydoni, ham magnit maydoni bo'lsa, u holda elektromagnit maydoni energiyasining zichligi quyidagi-ga teng bo'ladi:

$$w_{EM} = w_E + w_M = \frac{1}{2}(\varepsilon_0 \varepsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2), \quad (3.116)$$

bu erda ε_0 va μ_0 elektr va magnit doimiylari, ε va μ muhitning nisbiy dielektrik va magnit singdiruvchanligi.



O'tgan asrning 60-yillarida 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 ikkilamchi o'zgaruvchan maydonlar uyurma xarakterida bo'ladi: vujudga keltirayotgan maydonning kuch chiziqlari vujudga kelayotgan maydonning kuch chiziqlari bilan kontsentrik o'rab olingan. Natijada o'zaro «o'ralgan» elektr va magnit maydonlar sistemasi hosil bo'ladi. O'zgaruvchan elektromagnit maydonning xarakteri to'g'risida 252- rasm ma'lum tasavvur beradi, bu rasmni go'yo bunday maydonning oniy surati deyish mumkin. E_0 to'g'ri chiziq birlamchi o'zgaruvchan elektr maydonini, H gorizontaal aylanalar ikkilamchi o'zgaruvchan magnit maydonini, vertikal E aylanalar esa – ikkilamchi o'zgaruvchan elektr maydonini tasvirlaydi. O'zgaruvchan elektr va magnit maydonlar yagona elektromagnit maydonning xususiy hollaridir, xolos.

Dastlab zaryadlar va toklar bilan bog'langan o'zgaruvchan elektr va magnit maydonlar so'ngra zaryadlar va toklardan mustaqil hol-da mavjud bo'lishi (ulardan ajralishi) va bir-birini hosil qilib fazoda

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}} \quad (3.117)$$

tezlik bilan harakatlanishi mumkin, yoki ϵ_0 va μ_0 larning son qiymatlari va o'lchamliklarini qo'ysak,

$$v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon \mu}} \text{ m/sek} \quad (3.118)$$

tezlik bilan harakatlanishi mumkin, bu erda ϵ va μ muhitning nisbiy dielektrik va magnit singdiruvchanliklari.

O'zlarini hosil qilgan toklardan ajralgan bunday o'zgaruvchan elektromagnit maydonlarga radio to'lqinlari, yorug'lik, rentgen nurlari va gamma-nurlanish (fotonlar) misol bo'ladi.

(3.118) formulaga muvofiq, vakuumda ($\epsilon = \mu = 1$) elektromagnit maydonlar $3 \cdot 10^8$ m/sek – 300000 km/sek tezlik bilan tarqaladi, bu eksperimental yo'l bilan aniqlangan yorug'lik tezligiga teng ekanligi ravshan.

Maksvell elektromagnit nazariyasining (20') formulasidagi o'lchamlik koeffitsienti ($3 \cdot 10^8$ m/sek) ning vakuumda yorug'likning tarqalish tezligiga teng bo'lib chiqishi tasodifiy hol emas. Bu hol elektromagnit va optik hodisalar orasida juda chuqur bog'lanish bor ekanligini bildiradi.

Maksvell postulatları. Siljish toki

Maksvell elektromagnit induksiya hodisasini analiz qilib, induksiya EYuK ning paydo bo'lishiga sabab elektr maydonning hosil bo'lishidir, o'tkazgichlar esa ikkinchi darajali rol o'ynaydi va bu maydonni qayd qiluvchi asbobgina bo'ladi, deb xulosa chiqardi. Maydon ta'siri ostida simdagi o'tkazuvchanlik elektronlari harakatga keladi, agar sim yopiq bo'lsa, unda induksion tok paydo bo'ladi. Qaralayotgan hodisaning muhim xususiyati shundan iboratki, paydo bo'layotgan elektr maydon elektrostatik hodisa emas. Elektrostatik maydonning kuch chiziqlari doim ochiq; bu kuch chiziqlari elektr zaryadlarda boshlanadi va ularda tugaydi, bunga muvofiq ravishda elektrostatik maydonda yopiq kontur bo'yicha kuchlanish doim nolga teng. Shu sababga ko'ra elektrostatik maydon zaryadlarning yopiq harakatini quvvatlab tura olmaydi va EYuK ning paydo bo'lishiga olib kela olmaydi. Aksincha, elektromagnit induksiyada hosil bo'luvchi elektr maydon uzluksiz kuch chiziqlariga ega, ya'ni uyurmaviy maydondan iborat. Bunday maydon simda elektronlarni yopiq traektoriya bo'yicha harakatlantiradi va elektr yurituvchi kuchlarning paydo bo'lishiga olib keladi – uyurmaviy elektr maydon kuchlari – chet kuchlar bo'ladi.

Shunday qilib, elektromagnit induksiya hodisasini chuqurroq talqin qilish **Maksvell nazariyasining birinchi asosiy qoidasini** ifodalovchi quyidagi xulosaga olib keladi: ***magnit maydonning har qanday o'zgarishi uyurmaviy elektr maydonni hosil qiladi.***

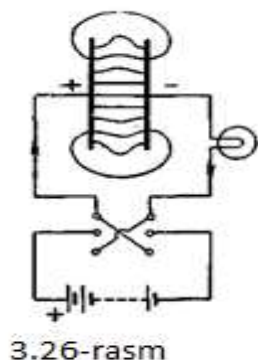
Har qanday o'zgaruvchan magnit maydon uyurmaviy elektr maydonni hosil qilishini yuqorida ko'rdik. Maksvell turli elektromagnit protsesslarni analiz qilib, teskari hodisa ham mavjud bo'lishi kerak: ***elektr maydonning har qanday o'zgarishi uyurmaviy magnit maydonning paydo bo'lishiga olib keladi,*** degan xulosa chiqardi. Bu tasdiq elektromagnit maydonning muhim xossasini ifodalaydi (***Maksvell nazariyasining ikkinchi asosiy qoidasi***).

Magnit maydon har qanday tokning zaruriy belgisi bo'lgani tufayli Maksvell o'zgaruvchan elektr maydonni ***siljish toki*** deb atadi, bu tok zaryadlangan zarralar (elektronlar va ionlar) ning harakati bilan bog'liq bo'lgan o'tkazuvchanlik tokidan farq qiladi.

Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, bu termin uncha yaxshi tanlanmagan. U dielektriklar xolila bir oz asosliroq, chunki ularda haqiqatan ham atom va molskulalarda zaryadlar siljiydi. Ammo siljish tokini hech qanday zaryad, binobarin, ularning hech qanday «siljishi» bo'lmagan vakuumga tadbiiq qilamiz. Shunga qaramay bu termin tarixiy an'analar tufayli saqlanib qoldi.

Siljish toki tushunchasini 3.26-rasmda tasvirlangan tajriba yordamida tushuntirish mumkin. Metall o'tkazgich, kondensator, batareya va pereklyuchatel dan iborat kontur tuzamiz. Konturdagi tok to'g'risida fikr yuritish uchun unga uncha katta bo'lmagan cho'g'lanma lampa ulaymiz, u demonstratsion ampermetr rolini o'ynaydi. Biz bu erda kondensator uzib turgan ochiq konturga ega bo'lamiz. Bilamizki, bunday ochiq kontur

orqali o'zgaras tok o'tmaydi va batareya uzoq vaqt ulanib tursa ham lampochka hech qizarmaydi.



Batareya ulangandan keyin dastlabki momentlarda boshqacha bo'ladi. Kondensator zaryadlanadi va metall simda qisqa muddatli zaryad toki paydo bo'ladi. Agar zaryadlash tugagandan keyin pereklyuchatel yordamida batareya qayta ulansa, unda kondensator qayta zaryadlanadi va qayta zaryadlanish protsessida simda yana tok paydo bo'ladi, endi yo'nalishi teskari bo'ladi. Batareyaning har bir qayta ulanishida simda tok impulsi paydo bo'ladi va lampochkaning qisqa muddatli yonishi kuzatiladi.

Agar simning pereklyuchatelga ulangan uchlari o'zgaruvchan tokning yoritish tarmog'iga ulansa, unda kondensatorning qayta zaryadlanishi bir-biridan keyin uzluksiz har sekunda 100 marta chastota bilan davom etadi va konturda uzoq vaqtgacha o'zgaruvchan tok mavjud bo'ladi. Bu holda lampochkaning har bir o'chib-yonish vaqti juda qisqa bo'lgani sababli, uni biz sezmay-miz va u tekis qiziydi (cho'g'lanadi).

Biz ko'ramizki, o'zgaras tokdan farqli o'laroq o'zgaradigan yoki o'zgaruvchan toklar ochiq konturlarda ham mavjud bo'lishi mumkin. Bunda har gal ochiq konturda tok bo'lganda uning uchlari (kondensator qoplamalari) orasida vaqt bo'yicha o'zgaradigan elektr maydon yoki siljish toki bo'ladi. Shunday qilib, metall o'tkazgichda o'tkazuvchanlik toklari dielektrikdagi siljish toki bilan tutashadi.

Maksvell nazariyasiga ko'ra vaqtning istalgan momentida kondensatordagi elektr maydon shunday magnit maydonni hosil qiladiki, bu maydon kondensator qoplamalari orasida metall simlardagi tok kuchiga teng bo'lgan o'tkazuvchanlik toklari hosil qiladigan maydon kabi bo'ladi. Yoki boshqacha aytganda, biz qaralayotgan ochiq konturning magnit maydoni ham xuddi kontur yopiq bo'lgandagi kabi bo'ladi.

Bu o'zgaruvchi elektr maydon va u hosil qilayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bog'lanishni topishga imkon beradi. Haqiqatan ham, agar kondensatordagi elektr siljish D dan iborat bo'lsa, unga ko'ra, qoplamalardagi zaryadning sirt zichligi quyidagicha bo'ladi:

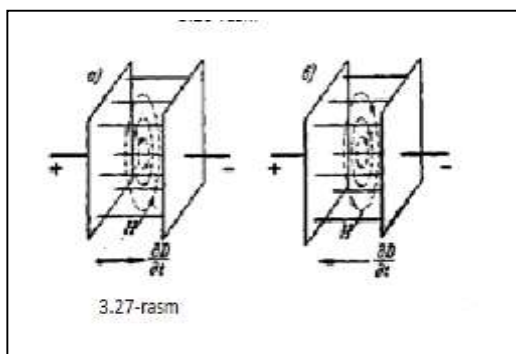
$$\sigma = D.$$

Shuning uchun har qaysi qoplamadagi to'liq q zaryad

$$q = SD$$

ga teng, bunda S – qoplamalar yuzi. Agar dt vaqt ichida kondensator zaryadi dq ga o'zgarsa, u holda simdagi tok kuchi

$$I = \frac{dq}{dt} = S \frac{dD}{dt}$$



bo'ladi. U elektr maydon induktsiyasining o'zgarish tezligi bilan bir qiymatli bog'langan. Bundan kondensatorning o'zgaruvchi maydoni xuddi SdD/dt kuchga yoki

$$\vec{j}_s = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (3.119)$$

zichlikka ega bo'lgan tok kabi magnit maydon hosil qiladi. Bu kattalik **siljish toki zichligi** deb nom oldi.

Bu tushunchadan foydalanib, Maksvellning ikkinchi qoidasini quyidagi miqdoriy shaklda ifodalash mumkin: *vaqt bo'yicha o'zgaruvchi elektr maydon (3.119) formula bilan aniqlanadigan $\vec{j}_s$ zichlikli o'tkazuvchanlik toki kabi magnit maydon hosil qiladi.*

Umumiy holda elektr maydon bir jinsli bo'lmasligi va faqat vaqtga emas yana koordinatalarga ham bog'liq bo'lishi mumkin. Bu holda siljish toki zichligi uchun ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{j} = \frac{d\vec{D}}{dt}, \quad (3.120)$$

bunda xususiy hosila belgisi magnit maydon maydonning har qaysi nuqtasida vaqt bo'yicha induktsiyaning o'zgarish tezligiga bog'liqligini ko'rsatadi.

Shuni qayd qilib o'tish kerakki, siljish toki $\vec{D}$ vektorning hosilasi bilan emas, balki shu vektorning o'zi bilan aniqlanadi. Masalan, yassi kondensator maydonida $\vec{D}$ vektor musbat plastinkadan manfiy plastinka tomon yo'nalgan. Agar elektr maydon ortsa, unda dD/dt , binobarin, siljish toki ham 3.27-rasmda ko'rsatilgani kabi yo'nalgan. Agar elektr maydon kamaysa, unda dD/dt manfiy plastinkadan musbat tomon yo'naladi va magnit maydon birinchi holga qaraganda qarama-qarshi bo'ladi (3.27-rasm).

Agar biror o'tkazgichda o'zgaruvchan tok bo'lsa, unda o'tkazgich ichida o'zgaruvchan elektr maydon mavjud bo'ladi. Shuning uchun o'tkazgich ichida o'tkazuvchanlik toki ham, siljish toki ham bo'ladi va o'tkazgichning magnit maydoni ularning yig'indisi bilan, ya'ni to'liq tok bilan aniqlanadi. To'liq tok zichligi

$$\vec{j}_t = \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}. \quad (3.121)$$

Muhitning elektr o'tkazuvchanligi va maydonning o'zgarish tezligiga (o'zgaruvchan tok chastotasiga) qarab (3.121) dagi ikkala qo'shiluvchi har xil rol o'ynaydi. Yaxshi o'tkazadigan moddalar (metallar) da va past chastotalarda tokning siljish zichligi kam bo'ladi va o'tkazuvchanlik tokiga qaraganda siljish tokini hisobga olmaslik mumkin. Shuning uchun, masalan, metallarda o'zgaruvchan tokni siqib chiqarish hodisasida siljish toki sezilarli rol o'ynamaydi. Aksincha, yomon o'tkazuvchi muhit (izolatorlar) da va yuqori chastotalarda siljish toki asosiy rol o'ynaydi.

(3.121) formuladagi ikkala had bir xil va qarama-qarshi ishorali bo'lishi mumkin. Shuning uchun to'liq tok o'tkazuvchanlik tokidan katta bo'lishi ham mumkin, kichik bo'lishi ham mumkin, xususiyl holda esa nolga aylanishi mumkin.

Shunday qilib, o'zgaradigan toklarning magnit maydoni umumiy holda o'tkazuvchanlik toki bilan emas, balki to'liq tok bilan aniqlanadi. Agar biz ochiq konturga ega bo'lsak, unda o'tkazgich uchlarida o'tkazuvchanlik tokigina uziladi. Dielektrikda esa o'tkazgich uchlari orasida siljish toki bo'ladi, u o'tkazuvchanlik tokini tutashtiradi. Shuning uchun, agar elektr tok deganda (3.121) formula bilan aniqlanadigan to'liq tok tushunilsa, unda tabiatda hamma elektr toklar yopiq bo'lar ekan. Bu muhim xulosani xam Maksvell chiqargan edi.

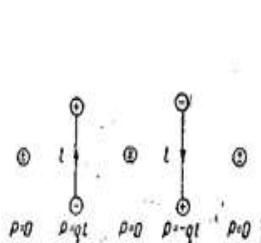
Elektromagnit to'lqinlar. Elektromagnit to'lqinlarning xususiyatlari, ularning ko'ndalang to'lqin ekanligi

Maksvell nazariyasiga muvofiq, o'zgaruvchan elektromagnit maydoni o'zaro perpendikular bo'lgan o'zgaruvchan elektr va magnit maydonlarning to'plami bo'lib, ular fazoda

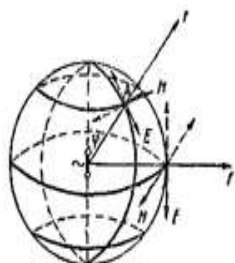
$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}}$$

tezlik bilan harakatlanishini qayd qilib o'tilgan edi (3.28-rasmga qarang), bu erda ϵ va μ muhitning nisbiy dielektrik va magnit sindiruvchanligi. Elektromagnit maydoni tarqalishida elektromagnit energiya ko'chadi.

Elektromagnit maydonining yoki boshqacha aytganda *elektromagnit nurlanishlarning* manbalari turli-tuman *o'zgaruvchan toklar*: o'tkazgichlardagi o'zgaruvchan tok, ionlar, elektronlar va boshqa zaryadli zarralarning tebranma harakatlari, atomda elektronlarning yadro atrofida aylanishi va shunga o'xshashlardir.



3.28-rasm

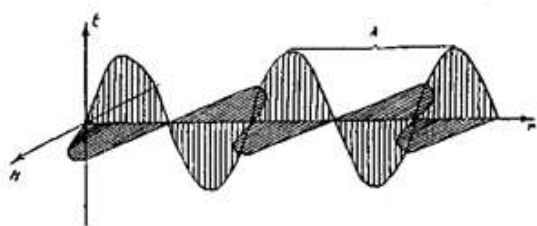


3.29-rasm

O'zgaruvchan tokka ekvivalent eng sodda sistema *p momenti garmonik o'zgaruvchan bo'lgan elektr dipoldir*. Dastlabki paytda bunday dipolning $+q$ va $-q$ zaryadlari bir-birining ustiga tushadi va shuning uchun $p=0$ bo'ladi (3.29-rasm). Chorak davrdan keyin zaryadlar bir-biridan maksimal l

masofaga tarqaladi va dipolning momenti $p=q l$ maksimal qiymatiga erishadi. Yarim davrdan keyin zaryadlar yana yaqinlashadi ($p=0$) va so'ngra (davarning to'rtinchi qismi o'tgach) bir-biridan qarama-qarshi tomonga l masofaga tarqaladi, buning natijasida dipolning momenti yana maksimal qiymatga erishadi, biroq endi uning yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi ($p=-q l$). So'ngra bu jarayon davriy takrorlanadi.

Dipol hosil qilgan va undan tarqalayotgan elektromagnit maydonning quyidagi asosiy xususiyatlari bo`ladi (3.29-rasm):



3.30-rasm

1. Elektr maydonining E kuchlanganligi dipol o`qi tekisligida elektromagnit nurlanish yo`nalishi r ga perpendikular (ya`ni elektromagnit nurga perpendikular) tebranadi.

2. Magnit maydonining kuchlanganligi H elektromagnit nur r ga

va elektr maydonining kuchlanganligi E ga perpendikular tebranadi. Shunday qilib $\vec{E}$, $\vec{H}$ va $\vec{r}$ vektorlar o`zaro perpendikular.

3. E va H kuchlanganliklar bir fazada tebranadi.

4. Kuchlanganliklarning E_m va H_m amplitudalari elektromagnit nurning yo`nalishiga ( $\varphi$  burchakka) bog`liq: dipol o`qiga perpendikular yo`nalishda ($\varphi = 90^\circ$) nurlanish maksimal, dipol o`qi yo`nalishida ($\varphi = 0$) nurlanish nolga teng.

Vaqtning biror paytida A nuqtada vujudga kelgan elektromagnit maydon maksimumi (3.30-rasmga qarang) so`ngra  $r$  nur bo`ylab v tezlik bilan harakatlanadi. Dipol zaryadlarining bir tebranish davriga teng vaqt oralig`idan keyin A nuqtada maydonning ikkinchi maksimumi vujudga keladi, u ham birinchi maksimum ketidan harakatlanadi. Ikkinchi maksimumdan keyin uchinchi maksimum vujudga keladi (bir davrdan keyin) va hokazo.

Shunday qilib, *elektromagnit maydon faza jihatidan moc kelgan ikki to`lqindan iborat ko`ndalang elektromagnit to`lqin – elektr (ya`ni elektr maydoni kuchlanganligi to`lqinlari) va magnit (magnit maydoni kuchlanganligi to`lqinlari) to`lqinlar ko`rinishida tarqaladi* (3.30-rasm). Elektromagnit to`lqinining davri (chastotasi) nurlanayotgan dipolning tebranishlari davriga (chastotasiga) teng. Elektromagnit to`lqinining uzunligi λ , davri T , chastotasi ν va tarqalish tezligi v o`zaro shunday munosabat bilan bog`langan:

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu}.$$

Elektromagnit maydon maksimumlari bir-biri ketidan qancha tez kelsa, ya`ni elektromagnit to`lqinning chastotasi qancha katta bo`lsa, bu to`lqin shuncha ko`p energiya olib o`tadi. Hisoblashlarning ko`rsatishicha, elektromagnit to`lqinning intensivligi yoki elektromagnit energiya oqimining zichligi (hamma sharoitlar bir xil bo`lganda) to`lqin chastotasining kvadratiga proportsional bo`ladi. Shuning uchun elektromagnit energiyani katta masofalarga bera oladigan intensiv elektromagnit to`lqinlarning manbai juda yuksak chastotali – million gerts tartibidagi – o`zgaruvchan

tok bo'lishi kerak. Bunday yuksak chastotali o'zgaruvchan toklar *elektr tebranishlar* deb ataladi.

To'lqin energiyasi. Poyting vektori

Elektromagnit maydonining energiyasi to'g'risidagi fikrlar Maksvell tenglamalaridan kelib chiqadi. Yassi elektromagnit to'lqinni qaraymiz. Bunday to'lqin z o'q bo'yicha $E_x(z,t)$ va $H_y(z,t)$ komponentlar bilan tarqalayotgan bo'lsin. Bu holda to'lqin tenglamasiga muvofiq, quyidagini olamiz:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z}.$$

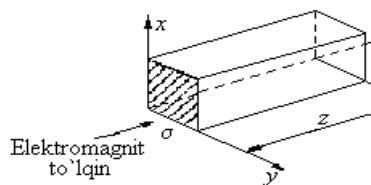
Birinchi tenglamani E_x ga, ikkinchisini H_y ga ko'paytirib, ularni o'zaro qo'shamiz:

$$\frac{1}{c} \left(E_x \frac{\partial E_x}{\partial t} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial t} \right) = - \left(E_x \frac{\partial H_y}{\partial z} + H_y \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (3.122)$$

Maydon energiyasining hajmiy zichligini kiritamiz:

$$w = \frac{1}{8\pi} (E_x^2 + H_y^2) \quad (3.123)$$

Unda (3.122) ni quyidagicha yozish mumkin



3.31-rasm.

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial S}{\partial z} \quad (3.124)$$

bu erda

$$S = \frac{c}{4\pi} E_x H_y \quad (3.125)$$

c parametрни tushuntiramiz. Buning uchun fazoning qandaydir bir cheklangan qismida elektromagnit maydonini qaraymiz. Uni z balandlikli asosining yuzasi σ , 3.31-rasmida ko'rsatilganidek, to'g'ri burchakli parallelepiped ko'rinishida tasavvur qilamiz. Parallelepiped hajmi bo'yicha (5.16) ni integrallab quyidagini olamiz:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\sigma [S(t,z) - S(t,o)] \quad (3.126)$$

Bu erda

$$W = \int_V w dV, \quad (3.127)$$

W - parallelepiped ichida joylashgan elektromagnit maydonining energiyasi, V - parallelepiped hajmi. Maydonni vakuumda qarayotganimiz bois, qandaydir hajmda maydon energiyasining o'zgarishi faqat uning chegaralari orqali energiya oqimi vujudga keladi. Demak S – *elektromagnit to'lqinning energiya oqimi* deyiladi. U $\text{erg}/(\text{sm}^2 \cdot \text{s})$ larda o'lchanadi.

(3.122) formulani vakuumda elektromagnit to'lqini uchun energiyaning saqlanish qonuni singari interpretatsiya qilish mumkin. Bu qonunni zaryadlangan zarrachalar

bilan ta'sirlashayotgan ixtiyoriy elektromagnit maydoni uchun umumlashtiramiz. Quyidagi Maksvell tenglamalaridan foydalanamiz:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (3.128)$$

bu erda $\vec{j}$ - zaryadlar harakati orqali vujudga keladigan tok zichligi. Tenglamalarning birinchisini skalyar ravishda $\vec{H}$ ga, ikkinchisini $\vec{E}$ ga ko'paytirib, bir tenglamani ikkinchisidan ayiramiz:

$$\frac{1}{c} \left(\vec{E} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{H} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \vec{E} = \vec{H} \operatorname{rot} \vec{E} - \vec{E} \operatorname{rot} \vec{H}. \quad (3.129)$$

Vektor analizining quyidagi formulasidan:

$$\operatorname{div}[\vec{E}, \vec{H}] = \vec{H} \operatorname{rot} \vec{E} - \vec{E} \operatorname{rot} \vec{H} \quad (3.130)$$

foydalanib, (3.129) ni quyidagicha yozamiz:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \vec{j} \vec{E} = -\operatorname{div} \vec{S}, \quad (3.131)$$

bu erda

$$w = \frac{1}{8\pi} (E^2 + H^2), \quad (3.132)$$

w - maydon energiyasining hajmiy zichligi

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}, \vec{H}] \quad (3.133)$$

$\vec{S}$ - **elektromagnit energiya oqimi vektori** yoki **Poynting vektori**. Yassi monoxromatik elektromagnit to'lqinining strukturasi belgilovchi quyidagi:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -[\vec{n}, \vec{H}], & (\vec{n}, \vec{E}) &= 0, \\ \vec{H} &= [\vec{n}, \vec{E}], & (\vec{n}, \vec{H}) &= 0. \end{aligned}$$

vektor ifodalarni ni ishlatib, yassi monoxromatik to'lqin uchun quyidagini yozish mumkin:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}, \vec{H}] = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}, [\vec{n}, \vec{E}]] = \frac{c}{4\pi} E^2 \vec{n} = \frac{c}{4\pi} H^2 \vec{n}.$$

Bundan (3.133) ni ishlatib quyidagiga ega bo'lamiz

$$\vec{S} = cw\vec{n}, \quad S = cw, \quad (3.134)$$

bu erda $\vec{n}$ - to'lqin tarqalish yo'nalishining birlik vektori. Shunday qilib, yorug'lik energiyasi yassi to'lqin tarqalishi yo'nalishida ko'chadi. Vakuumda elektromagnit to'lqin energiyasining ko'chish tezligi s ga teng.

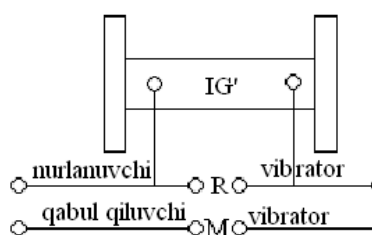
Elektromagnit to'lqinlarni hosil qilish. Gerts tajribalari

Elektromagnit to'lqinlar vujudga kelishi uchun fazoning biror sohasida elektr zaryadlari tezlanishli harakat qilayotgan bo'lishi kerak. Bunda vujudga kelgan elektr maydon o'zgarishi induksiya xodisasi tufayli fazoning shu sohasida va uning atrofida o'zgaruvchan magnit maydonni vujudga keltiradi. O'zgaruvchan magnit maydon esa,

o'z navbatida, o'zgaruvchan elektr maydonni vujudga keltiradi va h.k. Shunday kilib, o'zgaruvchan elektromagnit maydon fazoning biror joyida paydo bo'lib, uning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ma'lum tezlik bilan tarqaladi. Elektromagnit maydonning bo'sh fazodagi ushbu tarqalish jarayoni elektromagnit to'lqinni ifodalaydi. Elektromagnit to'lqinlarning tarqalishi Maksvell tenglamalariga bo'ysunadi. Elektromagnit to'lqinlarning tarqalishini xarakterlovchi asosiy asosiy qonuniyatni aniqlash uchun muhitni ideal bir jinsli dielektrik deb hisoblaymiz (ya'ni yorug'likning sochilish va yutilish xodisalarini nazarga olmaymiz), to'lqinlarni esa yassi monoxromatik to'lqinlar deb xisoblaymiz. Bu degan so'z, to'lqin fronti yoki boshqacha aytganda, o'zgarish faza sirti tekislikdan iborat va u chegaralanmagan, tebranishlar esa kat'iy anik bir chastotada sodir bo'ldi, demakdir.

Elektromagnit to'lqinlarni hosil qilish uchun fazoda etarlicha tez o'zgaruvchan elektr maydon (siljish toki) hosil qilish yoki tegishlicha tez o'zgaradigan magnit maydon hosil qilish kerak. Ravshanki, bu maqsadlar uchun mujassamlashgan sig'imli yoki induktivlikli elektr tebranish konturlari (berk konturlar) yaroqsizdir. Bunday konturlarda barcha elektr maydon kondensatorning tor oralig'ida, barcha magnit maydon esa induktivlik ichida to'plangan bo'lib, atrof fazoda elektr maydon amalda nolga teng.

Ochiq vibrator yoki elektr dipol uchun biz boshqacha manzaraga egamiz. Bunday hollarda elektr va magnit maydonlarning kuch chiziqlari vibratoridan juda uzoqqa tashqariga chiqadi va vibrator elektromagnit to'lqinlarni yaxshi nurlaydi.



3.32-rasm. Gerts tajribasi sxemasi: IG' – induksion g'altak, R – razryadlovchi, M – mikroampermetr.

Erkin elektromagnit to'lqinlar birinchi marta tajribada 1888-yilda G. Gerts tomonidan hosil qilingan edi.

Gerts tajribalari. Gerts tajribada EM to'lqin mavjudligini tekshirdi. U EM to'lqinni generatsiyaladi, qabul qildi va ularning hossalarni o'rgandi.

Yuqori quvvatli induksion g'altak yordamida uchqun razryadli tajribalarda Gerts elektr tokining yuqori tezlikli tebranishlarini, tebranishlar davri taxminan 10^{-8} s) bo'lgan c vujudga keltirdi. Gerts tajribalarini davom qildirib o'tkazgichning to'g'ri qismida yuqori chastotali tok birinchidan qandaydir bir masofada joylashgan o'tkazgichda analogik tokni vujudga keltirishini aniqladi. Shunday tarzda EM to'lqinlar ochildi.

Gerts o'zining tajribalarining birida uchqun oralig'i bilan ajratilgan ikkita bir xil metal sterjenlardan tashkil topgan vibratorning hususiy elektr tebranishlarini ishlatdi (3.32-rasm). Induksion g'altak yordamida tebranish konturining ikki yarmi ham yuqori kuchlanishgacha zaryadlanadi. Potentsiallar ayirmasi ancha katta bo'lganida, vibrator uchlari oralig'ida uchqun hosil bo'ladi va konturning ikki tomonini tutashtiradi va unda yuqori chastotali so'nuvchi elektr tebranishlari hosil bo'ladi. Bunda tebranish

konturi (vibrator) fazoga elektromagnit to'liqin chiqaradi. To'liqinning paydo bo'lishini uchqunning paydo bo'lishi zahoti qabul qiluvchi vibratorning mikrometrda qayd qilindi.

Yorug'likning elektromagnit nazariyasi yorug'lik to'liqlarining bo'sh fazodagi elektromagnit to'liqlarning aynan o'zi ekanligini asosladi. Elektromagnit to'liqlar tez o'zgaruvchi elektr va magnit maydonlardan iborat bo'lib, ular tarqatuvchi manba va o'zlari tarqalayotgan muhitning xususiyatlariga bog'liq ravishda u yoki bu qonun bo'yicha o'zgaradi.

Nazorat uchun savollar

1. Elektr tokining mavjudlik sharti va uning asosiy xossalari
2. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanishi.
3. Om qonuni. O'tkazgichning qarshiligi.
4. Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonuni.
5. Joule-Lentz qonuni.
6. Kontakt potentsiallar ayirmasi.
7. Yarimo'tkazgichlarda tok.
8. Gazlarda va suyuqliklarda tok.
9. Elektr va magnit maydonlarni o'zaro bog'liqligi. Elektromagnit maydon.
10. Maksvell postulatlar. Siljish toki.
11. Elektromagnit to'liqlar. Elektromagnit to'liqlarning xususiyatlari, ularning ko'ndalang to'liqin ekanligi.
12. To'liqin energiyasi. Poyting vektori.
13. Elektromagnit to'liqlarni hosil qilish. Gerts tajribalari.
14. Elektr toki. Tok kuchi. Tok zichligi. O'lchov birliklari.
15. Zanjirni bir qismi uchun Om qonuni.
16. O'tkazgichni qarshiligi. Qarshiliklarni ketma-ket va parallel ulash.
17. Differensial ko'rinishdagi Om qonuni.
18. Joule-Lentz qonuni (integral va differensial ko'rinish)
19. Manbani elektr yurituvchi kuchi
20. Butun zanjir uchun Om qonuni
21. Kirxgoffning I-qoidasi
22. Kirxgoffning II-qoidasi
23. Tok manbaining quvvati
24. Tokni bajargan ishi
25. Tok manbaini foydali ish koeffitsiyenti
26. Dielektriklar va ularni qutblanishi.
27. Elektr dipoli. Dipolni elektr momenti.
28. Qutblanish vektori.

29. Dielektrik abul iluvchanlik va uni haroratga botsililigi.
30. Bog'langan va erkin zaryadlar.
31. Elektr induksiya vektori. Gauss teoremasi.
32. Muhitning dielektrik singdiruvchanligi.
33. Segnetoelektrik va ularni xossalari.
34. O'tkazgichni elektr sig'imi, sig'imni o'lchov birligi.
35. Kondensatorlar. Yassi kondensator sig'imi.
36. Kondensatorlarni ketma-ket va parallel ulash.
37. Elektr maydon energiyasi.
38. Elektr maydon energiyasi zichligi.
39. Yassi kondensator maydon energiyasi.
40. Jismlarning zaryadlanishi. Elektr zaryadi va uni saqlanish qonuni.
41. Zaryadlarni o'zaro ta'siri. Kulon qonuni.
42. Elektr maydoni va uni kuchlanganligi.
43. Nuqtaviy zaryad elektr maydoni kuchlanganligi.
44. Maydon superpozitsiya prinsipi.
45. Kuchlanganlik chiziqlari. Kuchlanganlik vektorining oqimi.
46. Maydon kuchlanganligini sferik sirt orqali oqimi.
47. Elektrostatik maydon uchun Gauss teoremasi.
48. Tekis zaryadlangan tekislik maydon kuchlanganligi.
49. Zaryadlangan ikkita cheksiz parallel tekislik maydon kuchlanganligi.
50. Tekis zaryadlangan sharni maydon kuchlanganligi.
51. Elektromagnit induksiya. Faradey tajribalari. Lents qonuni. Elektromagnit induktsiyaning asosiy qonuni.
52. O'zaroinduksiya. O'zaro induktivlik.
53. O'zinduksiya hodisasi. Induktivlik. Solenoidning induktivligi. Muhitning magnit doimiysi.
54. O'zinduksiya natijasida zanjirda tokning yo'qolishi va tiklanishi.
55. Magnit maydon energiyasi.
56. Doimiy magnit va aylanma tok..
57. Bio-Savar-Laplas qonuni.
58. Magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuch. Amper qonuni.
59. Magnit moddalarning turlari.
60. Elektromagnit induksiya hodisasi. O'z va o'zaroinduksiya.

IV bob OPTIKA

4.1. Geometrik optika qonunlari va yorug'likning tolqin xossalari

Yorug'likning tabiati. Asosiy tushunchalar va ta'riflar

XVII asrning oxirida yorug'likning tabiati haqida ikkita o'zaro qarama-qarshi nazariya maydonga keldi: bulardan birinchisi, Nyuton yaratgan **korpuskulyar nazariya** va ikkinchisi, Gyuygensning to'lqin nazariyasidir. Yorug'likning korpuskulyar 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 ($\lambda_q = 76 \cdot 10^{-7} \text{ m}$) eng katta bo'lib, binafsha nurniki esa ($\lambda_b = 38 \cdot 10^{-7} \text{ m}$) 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 interferentsiyasi, difraktsiyasi va qutblanishi singari hodisalarni bu nazariyalar tushuntira olmadi.

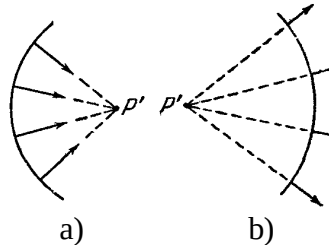
XVIII asrning oxirigacha ko'pchilik fiziklar Nyutonning korpuskulyar nazariyasini afzal ko'rib keldilar. XIX asrning boshlarida ingliz fizigi YUng va Frenelning tadqiqotlari tufayli to'lqin nazariya ancha rivojlandi. Gyuygens – YUng - Frenel to'lqin nazariyasi o'sha vaqtda ma'lum bo'lgan barcha yorug'lik hodisalari, shu jumladan, yorug'likning interferentsiyasi, difraktsiyasi va qutblanishini ham muvaffaqiyatli tushuntirib berdi. 1873 yilda ingliz olimi Maksvell yorug'lik bo'shliqda $s = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ tezlik bilan tarqaluvchi elektromagnit to'lqindan iborat ekanligini nazariy asoslab berdi. SHunday qilib, yorug'likning elektromagnit to'lqin nazariyasi yaratildi. Bu nazariya G.Gerts 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, absolyut 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 korpuskulyar 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'liq va korpuskulyar (kvant) nazariya bir-birini rad etmaydi, balki bir-birini to'ldiradi, bu bilan yorug'lik hodisalarining **ikki yoqlama xarakterini** aks ettiradi.

Ko'pchilik optikaviy hodisalarni, jumladan optikaviy asboblarning ishlashini yorug'lik nurlari haqidagi tushuncha asosida ko'rib chiqish mumkin. Optikaning bu tushunchaga asoslangan bo'limi *geometrik optika* (yoki *nurlar optikasi*) deb ataladi.



4.1-rasm.

Izotrop muhitda *nurlar* deb, to'liq sirtlariga normal chiziqlar tushuniladi. Yorug'lik energiyasi shu chiziqlar bo'ylab tarqaladi. Nurlar o'zaro kesishganda bir-birida hech qanday g'alayon hosil qilmaydi. Bir jinsli muhitda ular

to'g'ri chiziqlidir. Ikki muhitni ajratuvchi chegarada nurlar qaytishi yoki sinishi mumkin.

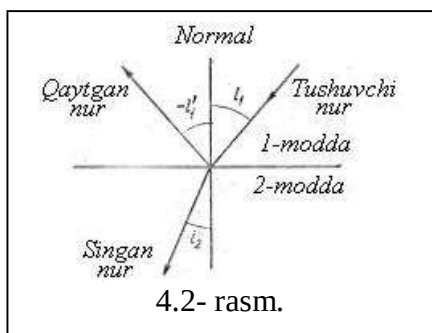
Nurlar to'plami *dasta* hosil qiladi. Agar nuqtalar davom ettirilganda bir nuqtada kesishsa, dasta *gomotsentrik* deb ataladi. Nurlarning gomotsentrik dastasiga sferik to'liq sirti mos keladi. 4.1.a-rasmda – yig'iluvchi, 4.1.b-rasmda – sochiluvchi nurlar dastasi tasvirlangan. Paralel nurlar dastasi gomotsentrik dastaning xususiy xolidir: unga yorug'likning yassi to'liqini mos keladi.

Agar sistema dastalarining gomotsentrikligini buzmasa, R nuqtadan chiqqan nurlar P' nuqtada kesishadi va bu nuqta R nuqtaning optikaviy tasviri bo'ladi. Agar buyumning istalgan nuqtasi nuqta kurinishida tasvirlansa, tasvir nuqtaviy yoki stigmatik deb ataladi. Agar yorug'lik nurlari P' nuqtada *xaqiqatdan xam kesishsa, tasvir xaqiqiy deyiladi* (4.1,a-rasm), agar P' nuqtada nurlarning yorug'lik tarqalayotgan tomonga karama-karshi yunalishdagi davomlari kesishsa, tasvir mavhum deyiladi (4.1,b-rasm). Xaqiqiy tasvir tegishlicha joylashtirilgan ekranni bevosita yoritadi. Mavhum tasvir bunday yoritishni xosil qila olmaydi, lekin mavhum tasvirlar optikaviy asboblarda yordamida xaqiqiy tasvirlarga aylantirilishi mumkin. Yorug'lik nurlarining yuli qaytuvchan bo'lgani uchun yorug'lik manbai R va tasvir P' o'z o'rnlarini almashtirishlari mumkin: R nuqtaga joylashtirilgan nuqtaviy manba P' nuqtada o'z tasvirini xosil qiladi. SHu sababli R va P' *qo'shma nuqtalar* deb yuritiladi. Aks ettirilayotgan buyumga geometrik o'xshash stigmatik tasvir xosil qiladigan optikaviy sistema *ideal sistema* deb ataladi. Bunday sistema yordamida R nuqtalarining fazoviy uzluksizligi P' nuqtalarining fazoviy uzluksizligi ko'rinishida aks ettiriladi. Bu tutashliklarning birinchisi *buyumlar fazasi*, ikkinchisi esa *tasvirlar fazasi* deb yuritiladi. Har ikki fazadagi nuqtalar, to'g'ri chiziqlar va tekisliklar orasida uzaro bir qiymatli moslik bo'ladi. Ikki faza orasidagi bunday munosabat geometriyada *kollinear moslik* deb ataladi.

Geometrik optikaning asosiy qonunlari

Optikaviy xodisalarning turtta asosiy qonuni qadim zamonlardan ma'lum:

1) yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni; 2) yorug'lik nurlarining mustaqilligi qonuni; 3) yorug'likning qaytish qonuni; 4) yorug'likning sinish qonuni.



1. Bu qonunlarni o'rganishda yorug'lik nuri tushunchasidan foydalaniladi. *Yorug'lik nuri* deb, yorug'lik energiyasining tarqalish yunalishini ko'rsatuvchi to'g'ri chiziqqa aytiladi.

Bir jinsli muhitda yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi. Bu xulosa shaffof masjmlar kichik ulchamli manbalar bilan yoritilganda xosil buladigan soyalarning chegaralari keskin bo'lishidan kelib chiqadi. Lekin yorug'lik ulchami juda kichik bulgan teshiklardan utganda (ya'ni $\lambda \approx d$) yorug'likning to'g'ri chiziq buylab tarqalish qonuni uz kuchini yukotadi.

2. Yorug'lik nurlarining mustaqilligi ular uzaro kesishganda bir-biriga hech kaday ta'sir qilmasligidan iboratdir. Nurlarning kesishishi xar bir nurning mustaqil ravishda tarqalishiga xalakit bermaydi.

3. Yorug'lik ikki shaffof muhit orasidagi chegarani kesib utganda tushuvchi nur ikkita nurga qaytgan va singan nurlarga ajraladi. Bu nurlarning yunalishi yorug'likning qaytish va sinish qonunlaridan aniklanadi.

YOrug'likning qaytish qonuni: *qaytgan nur, tushuvchi nur va tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal bilan bir tekislikda yotadi. Qaytish burchagi tushish burchagiga teng (4.2-rasm):*

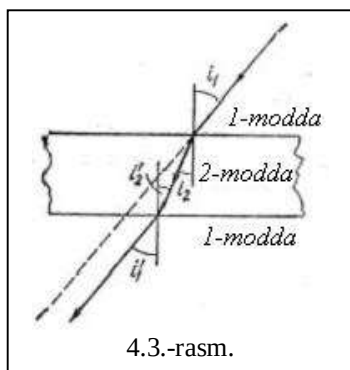
$$i_1 = i'_1 \quad (4.1)$$

4. Yorug'likning sinish qonuni. *Singan nur, tushuvchi nur va tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal bilan bir tekislikda yotadi. Tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan moddalar uchun o'zgarmas kattalikdir (4.2-rasm):*

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12} \quad (4.2)$$

n_{12} — ikkinchi moddaning birinchi moddaga nisbatan nisbiy sindirish ko'rsatkichi deyiladi.

Bir modda ichiga ikkinchi moddadan yasalgan yassi – parallel plastinkani tushiramiz (1.3-rasm). Tajriba ko'rsatadiki, plastinka orkali utgan nur tushuvchi nurga parallel buladi. Nurning plastinka sirtlaridagi xar ikkala sinishi uchun (4.3-rasm) munosabatni yozamiz:



$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12}, \quad \frac{\sin i_1'}{\sin i_2'} = n_{21} \quad (4.3)$$

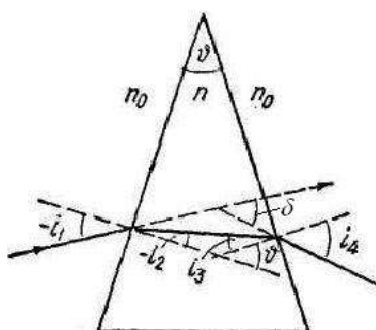
(ikkinchi sirt uchun (1.3) qonun yozilganda 1-moddaning 2-moddaga nisbatan sindirish ko'rsatkichi, ya'ni n_{21} olinadi).

Geometrik mulohazalardan $i_2' = i_2$ nur plastinka orqali

o'tgandan keyin dastlabki yunalishiga parallel bulib kolishi sababli i_1' va i_1 burchaklar o'zaro teng buladi. SHuning uchun (4.4) ifodalarni o'zaro ko'paytirsak

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}} \quad (4.4)$$

kelib chikadi. Bundan yorug'lik nurlarining aylanuvchanlik (yoki o'zarolik) qonuni



4.4-rasm.

kelib chiqadi: *agar bir necha marta qaytgan va singan nurga qarama qarshi yo'nalishda boshqa bir nur yunaltirsak, u o'sha birinchi (to'g'ri) nur o'tgan yo'ldan, lekin teskari yo'nalishda o'tadi.*

Moddaning bo'shliqqa nisbatan sindirish ko'rsatkichi shu moddaning *absolyut (mutloq) sindirish ko'rsatkichi* deyiladi. Sindirish ko'rsatkichi kattaroq bulgan modda *optikaviy zichroq* modda deb yuritiladi.

Ikki moddaning nisbiy sindirish ko'rsatkichi n_{12} bilan ularning mutloq sindirish ko'rsatkichlari n_1 va n_2 orasida quyidagi munosabat mavjud.

$$n_{12} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.5)$$

Demak, ikki moddaning nisbiy ko'rsatkichi ularning mutloq sindirish ko'rsatkichlari nisbatiga teng. (4.5) munosabatdan foydalanib, sinish qonunining (4.2) ifodasini kuyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (4.6)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, yorug'lik nuri optikaviy zichligi kattaroq muhitdan optikaviy zichligi kichikroq muhitga o'tganda sirtning normalidan uzoqlashadi.

Tushish burchagi kattalashgan sari, sinish burchagi yanada tezroq o'sadi va tushish burchagi $i_{uez} = \arcsin n_{12}$ (4.7) qiymatga etganda i_2 burchak $\frac{\pi}{2}$ ga teng buladi. (4.7)

kattalik *chegaraviy burchak* deb ataladi.

Tushuvchi nur energiyasi qaytgan va singan nurlar orasida taksimlanadi. Tushish burchagi kattalashgan sari, qaytgan nur intensivligi ortadi, singan nur intensivligi esa

kamaya borib, chegaraviy burchakda 0 ga aylanadi. Tushish burchagini qiymati chegaraviy burchak bilan $\frac{\pi}{2}$ oraligida bo'lsa, yorug'lik ikkinchi muhitga o'tmaydi, qaytgan nur intensivligi tushuvchi nur intensivligiga teng buladi. Bu xodisa *to'la ichki qaytish* deb ataladi.

Yorug'likni prizma orkali o'tishini ko'rib chiqish uchun sinish qonunini tatbiq qilamiz. Prizmaning sindiruvchi yoqlari orasidagi θ burchak (4.4-rasm) *sindiruvchi burchak* deb ataladi shu yoqlarning kesishish chizig'i sindiruvchi qirra, sindiruvchi qirraga perpendikular tekislik esa prizmaning bosh kesimi deyiladi. Agar tushuvchi nur bosh kesimda yotsa, prizmadan chiqqan nur ham shu tekislikda yotadi. Tushuvchi va chiqqan nurlarning yo'nalishlari orasidagi δ burchak *og'dirish burchagi* deb yuritiladi.

U holda og'dirish burchagini hisoblash uchun quyidagi taqribiy formuladan foydalanish mumkin:

$$\delta = \left(\frac{n}{n_0} - 1 \right) \theta. \quad (4.7)$$

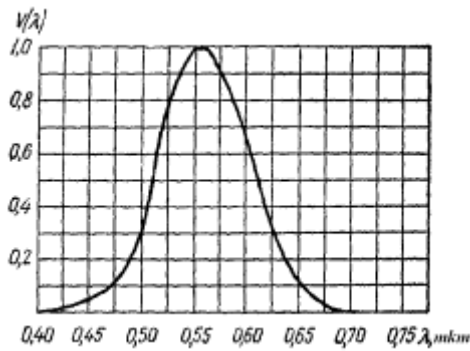
Asosiy fotometrik kattaliklar

Yorug'lik xodisalarida yorug'lik nuqtaviy manbasidan foydalanamiz. Yorug'lik manbaining o'lchamlarini kuzatish joyidan ungacha bo'lgan masofaga nisbatan hisobga olmaslik mumkin bulsa, bunday manbani nuqtaviy manba deb ataymiz. Bir jinsli va izotrop muxitda nuqtaviy manbadan tarqalayotgan to'lqin sferik bo'ladi. Yorug'likni xarakterlovchi quyidagicha asofiy fotometrik kattaliklarni ko'rib chiqamiz.

1. *Yorug'lik oqimi* – yorug'lik intensivligining ko'rish sezgisi uyg'otish xususiyatiga qarab aniqlash uchun kiritiladi. Yorug'lik intensivligini uning ko'rish sezgisi uyg'otish xususiyati bilan bog'lab xarakterlash uchun yorug'lik oqimi deb ataluvchi F kattalik kiritiladi. $d\lambda$ intervaldagi yorug'lik oqimini aniqlash uchun energiya oqimini ko'rinuvchanlik funktsiyasining tegishli qiymatiga ko'paytirish kerak.

$$d\Phi = V(\lambda)d\Phi_e. \quad (4.8)$$

Bu erda $d\Phi_e$ - energiyaning λ bilan $\lambda + d\lambda$ oralig'idagi to'liq uzunliklarga



4.5-rasm.

to'g'ri keladigan oqimidir. Energiya oqimini

$$\varphi(\lambda) = \frac{d\Phi_e}{d\lambda} \quad \text{formulaga asosan energiyaning}$$

to'liq uzunliklari bo'yicha taqsimlanish funktsiyasi orqali ifodalab, quyidagicha yozish mumkin:

$$d\Phi = V(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda \quad (4.9)$$

To'la yorug'lik oqimi

$$\Phi = \int_0^{\infty} V(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda \quad (4.10)$$

shaklda topiladi. Ko'rinuvchanlik funktsiyasi $V(\lambda)$ – o'lchamsiz kattalik. O'rtacha normal odam ko'zining har xil to'liq uzunliklardagi nurlanishdarga nisbatan sezgirligi ko'rinuvchanlik egri chizig'i deb ataladigan grafik orqali beriladi (4.6-rasm). Demak, yorug'lik oqimining o'lchamligi energiya oqimining o'lchamligi bilan bir xil bo'ladi. SHunga asoslanib, yorug'lik oqimini ko'rish sezgisi bo'yicha baholanadigan nuriy energiya oqimi tarzida aniqlash mumkin.

Yorug'lik oqimining birligi *lyumen* (lm). Bu birlik yorug'lik kuchi bir sham



4.6-rasm.

bulgan izotrop manbaning bir steradian fazoviy burchk ichida tarqatayotgan yorug'lik oqimiga teng:

$$1 \text{ lm} = 1 \text{ shm} \times 1 \text{ steradian}$$

To'liq uzunligi $\lambda = 0,555 \text{ mkm}$ bo'lgan nurlanishdan hosil bo'layotgan 1 lm yorug'lik oqimiga 0,0016 Vt energiya oqimi

to'g'ri kelishi tajriba yuli bilan aniqlangan. Quyidagi

$$A = 0,0016 \text{ Vt/lm}$$

kattalik yorug'likning mexanikaviy ekvivalenti deyiladi.

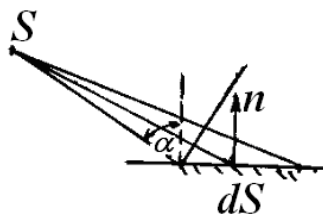
Ko'rinuvchanlik funktsiyasi $V(\lambda)$ ga teng nurlanishdan hosil bo'layotgan 1lm yorug'lik oqimiga $A/V(\lambda)$ Vt energiya oqimi mos keladi.

Demak, yorug'lik oqimi Φ yorug'lik energiyasining ko'z bilan chamlalanadigan mikdoridir. O'lchov birligi 1 lyumen (lm).

2. *Yorug'lik kuchi* - steradian fazoviy burchak ichida tarqalayotgan yorug'lik oqimi bilan o'lchanadigan kattalikdir. Yorug'likning nuqtaviy manbalarini xarakterlash uchun yorug'lik kuchi I ishlatiladi. Yorug'lik kuchini manba nurlanishining fazoviy burchak birligiga to'g'ri keladigan yorug'lik oqimi tarzida aniqlanadi:

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}, \quad (4.11)$$

(bu erda $d\Phi$ - manbaning $d\omega$ fazoviy burchak ichida tarqatayotgan yorug'lik oqimidir). Fazoviy burchagining o'lchov birligi 1 steradian (*ster*) deb qabul qilingan. 1 ster fazoviy burchak shunday fazoviy burchakki, uni chegaralovchi radiusning sirtidan ajratish yuzasi $dS=r^2$ bo'ladi (4.7-rasm).



4.7-rasm.

Umumiy xolda yorug'lik kuchi yo'nalishga bog'liq:

$$I=I(\theta, \varphi) \quad (\theta \text{ va } \varphi \text{ koordinatalarining sferik sistemasidagi}$$

qutbiy va azimutal burchaklaridar). Agar I yo'nalishga bog'liq bo'lmasa, manba izotrop deb yuritiladi. Izotrop manba uchun

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}. \quad (4.12)$$

Bunda Φ manbaning barcha yo'nalishlar bo'yicha tarkatayotgan to'la yorug'lik oqimi.

Manbaning o'lchamlari kattaroq bo'lganda (nuqtaviy emas), manba sirtidagi dS elementning yorug'lik kuchi haqida so'z yuritishga to'g'ri keladi. U holda (1.20) formuladagi $d\Phi$ ni manba manba sirtidagi dS elementning $d\omega$ fazoviy burchak ichida tarqatayotgan yorug'lik oqimi deb tushunish kerak.

YOrug'lik kuchining birligi – sham (*shm*). Birliklarning Xalqaro sistemasi (SI) dagi asosiy birliklardan biri. Bu birlikning qiymati shunday qabul qilinganki, platinaning qotish temperturasida to'la nurlangichning ravshanligi 1 sm^2 ga 60 shm bo'ladi. To'la nurlangich deganda absolyut qora jism xossalariga ega bo'lgan qurilma tushuniladi.

3. *Yoritilganlik*. Biror sirtning o'ziga tushayotgan yorug'lik oqimidan yoritilish darajasi yoritilganlik deb ataluvchi quyidagi kattalik bilan xarakterlanadi (4.11-rasm):

$$E = \frac{d\Phi_{tush}}{dS} \quad (4.13)$$

(bunda $d\Phi_{tush}$ - sirtning dS elementiga tushayotgan yorug'lik oqimi).

Yoritilganlik birligi luks (*lk*) 1 lm oqimning 1 m^2 sirt bo'yicha tekis taqsimlanib hosil kilgan yoritilganligiga teng:

$$1 \text{ lk} = 1 \text{ lm} / 1 \text{ m}^2.$$

Nuqtaviy manba hosil qiladigan E yoritilganlikni yorug'lik kuchi I , sirtidan manbagacha bo'lgan masofa r va sirtning n normali bilan manba tomon yo'nalish orasidagi α burchak orqali ifodalash mumkin. dS yuzagacha (1.11-rasm) tushuvchi oqim $d\Phi_{tush} = I d\omega$ o'sha dS yuzagacha tayangan $d\omega$ fazoviy burchak ichidagi oqimdir. $d\omega$ burchak $dS \cdot \cos \alpha / r^2$ ga teng. bu oqimni dS ga bo'lib, quyidagini hosil kilamiz:

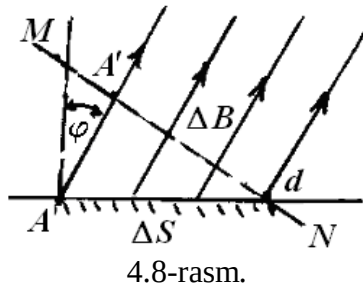
$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha = E_0 \cos \alpha, \quad (4.14)$$

Energetik o'lchov birligi 1 Vt/m^2 yoki $1 \text{ erg/s} \cdot \text{sm}^2$.

4. *Yorituvchanlik*. o'lchamlari kattaroq yorug'lik manbai turli qismlarning

yorituvchanligi R bilan xarakterlanadi. YOrituvchanlik deganda sirt birligining hamma yo`nalishlar bo`yicha (θ burchakning 0 dan $\pi/2$ gacha qiymatlarida; θ – berilgan yo`nalish bilan sirtning tashqi normali orasidagi burchak tashqariga sochayotgan yorug`lik oqimi tushuniladi):

$$R = \frac{d\Phi_{soch}}{dS} \quad (4.15)$$



(bu erda $d\Phi_{soch}$ - manba sirtidagi dS elementning hamma yo`nalishlar bo`yicha tashqariga sochayotgan yorug`lik oqimi).

Yorituvchanlik sirtning uziga tushayotgan yorug`likni kaytarish xisobiga hosil bo`lishi mumkin. U holda (4.15) formuladagi $d\Phi_{soch}$ sirtidagi dS elementning

hamma yo`nalishlar bo`yicha qaytarayotgan yorug`lik oqimi bo`ladi.

YOrituvchanlik ham yoritilganlik o`lchanadigan birliklarda, ya`ni lukslarda (va fotlarda) o`lchanadi.

5. *Ravshanlik.* YOrituvchanlik manba sirti muayyan joyining hamma yo`nalishlar bo`yicha yorug`lik sochishini (yoki qaytarishini) xarakterlaydi. YOrug`likning berilgan yo`nalish bo`yicha sochilishi (kaytishi) ravshanlik B bilan xarakterlanadi. Yo`nalish qutbiy burchak  $\theta$  (bu burchak nur sochuvchi  $\Delta S$  yuzachaning  $n$  tashqi normalidan boshlab hisoblanadi) va azimutal burchak  $\varphi$  yordamida berilishi mumkin. Ravshanlik  $\Delta S$  elementar yuzachaning berilgan yo`nalishdagi yorug`lik kuchini  $\Delta S$  yuzachaning o`sha yo`nalishga perpendikular tekislikdagi proektsiyasiga bo`lishdan chiqadigan nisbat tarzida aniqlanadi.

Nur sochuvchi ΔS yuzachaga tayangan va (φ) yo`nalishida orientatsiyalangan elementar  $d\omega$  fazoviy burchakni qarab chiqamiz (4.8-rasm). Formulaga ko`ra ΔS yuzachaning berilgan yo`nalishdagi yorug`lik kuchi $I = d\Phi/d\omega$ bo`ladi, bunda  $d\Phi$  - fazoviy  $d\omega$  burchak ichida tarqalayotgan yorug`lik oqimi. ΔS yuzachaning (φ) yo`nalishiga perpendikular tekislikdagi proektsiyasi (4.8-rasm). (Bu tekislik punktir chiziq bilan ko`satilgan). $\Delta S \cos \varphi$ buladi. Demak, ta`rifga kura, ravshanlik quyidagiga teng:

$$B = \frac{d\Phi}{d\omega \Delta S \cos \varphi}. \quad (4.16)$$

Umumiy xolda ravshanlik turli yo`nalishlar uchun turlicha bo`ladi: $V=V(\varphi)$. Xuddi yorituvchnlik kabi, ravshanlik xam yorug`likni kaytarayotgan sirtni xarakterlash uchun ishlatilishi mumkin. (4.16) formulaga ko`ra, ΔS yuzachaning θ va φ bilan aniqlangan yo`nalishda  $d\omega$  fazoviy burchak ichida tarqatayotgan yorug`lik oqimi quyidagiga teng:

$$d\Phi = B(\theta, \varphi) d\omega \Delta S \cos \varphi \quad (4.17)$$

Ravshanligi hamma yo`nalishlar bo`yicha bir xil bo`lgan ( $B=\text{const}$ ) manbalar lambert manbalar (Lambert qonuniga bo`ysunuvchi manbalar) yoki kosinusli manbalar (bunday manba sirtining elementi tarqatayotgan oqim $\cos \theta$ ga proporsional) deb ataladi. Faqat absolyut qora jismgina Lambert qonuniga aniq bo`ysunadi.

Lambert manbalarining yorituvchanligi R va ravshanligi B orasida soddagina munosabat bor. Bu munosabatni topish uchun (4.17) formulaga $d\omega = \sin \varphi d\theta d\varphi$ ni qo`yib, hosil bo`lgan ifodani, $B=\text{const}$ ekanini ko`zda tutgan holda,  $\varphi$  bo`yicha 0 dan 2π gacha gacha integrallaymiz. Natijada Lambert manbai sirtidagi ΔS yuz elementining hamma yo`nalishlar bo`yicha tashqariga sochayotgan to`la yorug`lik oqimini topamiz:

$$\Delta \Phi_{\text{soch}} = B \Delta S \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = \pi B \Delta S.$$

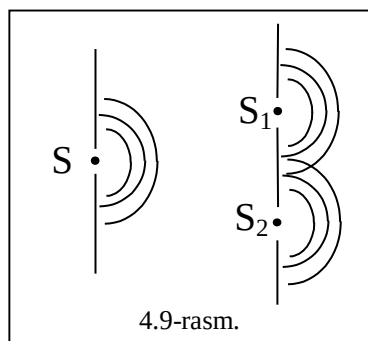
Bu oqimni ΔS ga bo`lib, yorituvchanlikni aniqlaymiz. SHunday qilib, Lambert manbalari uchun

$$R = \pi B \quad (4.18)$$

Ravshanlik birligi uchun kvadrat metr ga sham (shm/m^2) yoki *nit* (nt) ishlatiladi. Bir tekis yorituvchi yassi sirtidagi bir kvadrat metr yuzning sirt normali yo`nalishidagi yorug`lik kuchi bir shamga teng bo`lsa, shu sirtning o`z normali yo`nalishidagi ravshanligi bir nit bo`ladi. (Ilgari ravshanlikning stilb (sb) deb ataladigan birligi ham qo`llanilgan: $1 \text{ sb} = 1 \text{ shm}/1 \text{ sm}$. Stilb va nit orasida quyidagi munosabat bor $1 \text{ sb} = 10^4 \text{ nt}$).

Yorug`lik interferentsiyasi. Interferometrlar.

**Yorug`lik interferentsiyasi.** 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 interferentsiyasi* deb, o`zaro kogerent to`lqinlarning qo`shilishi natijasida yorug`lik to`lqinlarining fazoni turli nuqtalarida kuchayishi yoki susayishi hodisasiga aytiladi.

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 interferentsion manzara kuzatiladi. Aytaylik,  $O_1$  va  $O_2$  nuqtalarda to`lqin ikkita kogerent to`lqinga ajralyapti Interferentsion manzara kuzatilayotgan 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  $O_1$  va  $O_2$  nuqtalarda tebranish fazasi  $\omega t$  bo`lsa,

M nuqtada birinchi toʻlqin $A_1 \cos \omega \left(t - \frac{l_1}{v_1} \right)$, ikkinchi toʻlqin $A_2 \cos \omega \left(t - \frac{l_2}{v_2} \right)$ ni vujudga keltiradi; bu erda $v_1 = s/n_1$, $v_2 = s/n_2$ birinchi va ikkinchi toʻlqinlarning fazaviy tezliklari, ikki kogerent toʻlqinlar uchun faza farqi:

$$\delta = \omega \left(\frac{l_2}{v_2} - \frac{l_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (l_2 n_2 - l_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

bu erda λ_0 - vakuumdagi toʻlqin uzunligi.

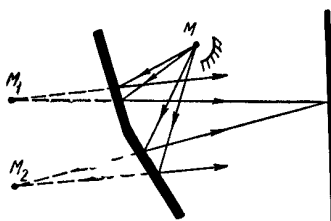
Yoʻlning geometrik uzunligi l ning muhitning sindirish koʻrsatkichi n ga koʻpaytmasi *yoʻlning optik uzunligi* L deb ataladi. $\Delta = L_2 - L_1$ esa *yoʻlning optik uzunliklar farqi* deyiladi.

Agar yoʻlning optik farqi vakuumdagi toʻlqinning butun soniga:

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4.19)$$

va $\delta = \pm 2m\pi$ boʻlsa M nuqtada qoʻzgʻalayotgan tebranishlar bir xil fazoda boʻladi. (4.19) ifoda *interferentsiya maksimum sharti* deb ataladi.

Agar



$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4.20)$$

boʻlsa, $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ boʻladi va M nuqtadagi toʻlqin fazolari qarama-qarshi boʻladi: (4.20) ifoda *interferentsiya minimum sharti* deyiladi.

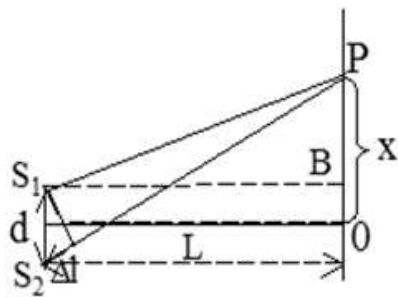
4.10 – rasmi.

Yorugʻlik interferentsiyasini kuzatish usullari.

Yorugʻlik interferentsiyasini kuzatish uchun kogerent yorugʻlik dastasi boʻlishi kerak. Lazerlar (10^{-3} s davomida kogerent boʻla oladi) ixtiro qilinishidan oldin yorugʻlik dastasi ikkiga boʻlinar va soʻngra ular qoʻshilib interferentsion manzara hosil qilinardi. Bunday baʼzi usullarni koʻrib chiqaylik.

Yung usuli. Bunda ikkita kichik tirqishi boʻlgan ekran yordamida yorugʻlikni «ikkiga ajratish» mumkin (4.10 – rasmi). S yorugʻlik manbai ekranning tirqishlarida yorugʻlikning S_1 va S_2 ikkilamchi manbalarini hosil qiladi. Asosiy S manba nurlanayotgan toʻlqinlarning fazalari ham shunga mos holda xuddi shunday oʻzgaradi, yaʼni S_1 va S_2 manbalar nurlanayotgan toʻlqinlarda fazalar ayirmasi hamma vaqt oʻzgarishsiz qoladi – bu manbalar kogerent boʻladi.

Frenel koʻzgulari. Kogerent manbalar hosil qilishning ikkinchi usuli bir-biriga 180° ga yaqin α burchak ostida oʻrnatilgan ikkita yassi koʻzgudan yorugʻlikning qaytishiga asoslangan (4.10–rasmi). Bu hodisada yorugʻlikning S asosiy manbaning S_1 va S_2 tasvirlari kogerent manbalari boʻladi.



4.11-rasm

Ikki manba beradigan interferentsion manzarani hisoblash. S_1 va S_2 kogerent (4.16 – rasm) manbalar hosil qilayotgan va R nuqtada qo`shilayotgan yorug`lik to`lqinlarining interferenitsyasini ko`raylik. Agar nurlar yo`lning ayirmasi  $\Delta l = S_1P - S_2P$  ga to`lqinlarning butun soni joylashtirilsa, ya`ni

$$\Delta l = n\lambda = 2n \frac{\lambda}{2} \quad (n=1,2,3\dots) \quad (4.21)$$

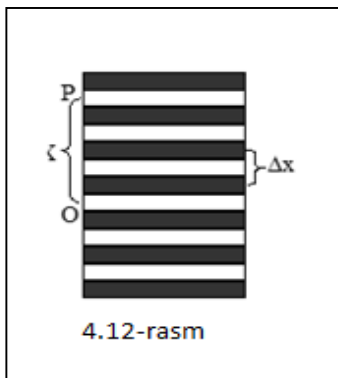
bo`lsa, R nuqtada yorug`likning maksimumi kuzatiladi, Agar

$$\Delta l = (2n+1) \frac{\lambda}{2} \quad (4.22)$$

bo`lsa, R nuqtada yorug`likning minimumi hosil bo`ladi. Endi monoxromatik yorug`likning S_1 va S_2 kogerent manbalarining ekranda hosil qilgan interferentsiya manzarasi qanday bo`lishini aniqlaylik. Bu manbalar orasidagi masofa  $d$ , manbalardan ekrangacha bo`lgan masofa L bo`lsin, shu bilan birga  $d \ll L$  bo`lsin (15.5 – rasm).

S_1 va S_2 lardan barobar uzoqlikdagi O nuqtadan interferentsiya maksimumlari kuzatiladigan nuqtalargacha bo`lgan X masofani aniqlaylik.

RS S_1 va RBS_2 to`g`ri burchakli uchburchaklardan:



4.12-rasm

$$PS_1^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$$

$$PS_2^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$$

bundan $PS_1^2 - PS_2^2 = 2xd$ yoki $(PS_1^2 - PS_2^2)(PS_1 + PS_2) = 2xd$. Biroq

$$PS_1 - PS_2 = \Delta l; \quad PS_1 + PS_2 = 2L$$

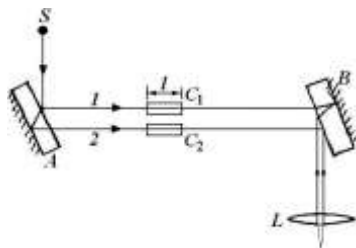
Demak, $\Delta l \cdot 2L = 2xd$, bundan

$$x = \frac{L \cdot \Delta l}{d} \quad (4.23)$$

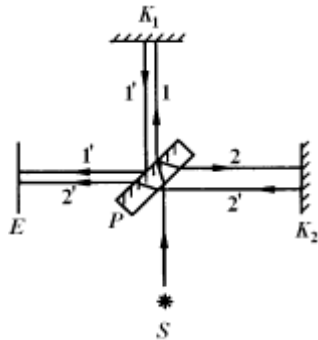
kelib chiqadi. (4.21), (4.22) va (4.23) formulalarni nazarga olib, yorug`lik maksimumlari O nuqtada

$$x = n\lambda \frac{L}{d}$$

masofalarda hosil bo`lishini, minimumlari esa



4.13-rasm



4.14-rasm. S – monoxromatik yorug'lik manbasi, K₁

$$x = (2n + 1) \frac{\lambda L}{2d}$$

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

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$$

(4.24)

ga teng bo'ladi.

SHunday qilib, yorug'lik ikki kogerent manbalari ekranda hosil qilgan interferentsiya manzarasi yorug' va qorong'u yo'llarning navbatlashib joylanishidan iborat bo'ladi (4.14– rasm). (4.24) formulaga asosan yorug'lik to'lqinining uzunligi λ ni d , L va Δx kattalikning o'lchangan qiymat-lariga ko'ra tajribada aniqlash mumkin. Agar monoxromatik bo'lma-gan, masalan, oq yorug'likdan foyda-langanda interferentsiya maksimum-lari (4.14) formulaga muvofiq, har bir to'lqin uzunligi uchun bir-biriga nisbatan siljigan bo'ladi. Barcha yorug'lik yo'llari kamalak rangiga ega bo'lib qoladi.

Interferometrlar. Interferentsiya hodisasi asosida sindirish ko'rsatkichlarini, predmetlarning o'lchamlarini, yorug'lik to'lqin uzunligini va boshqa qator fizik kattaliklarni tajriba yo'li bilan aniqlash mumkin. SHu maqsadlar uchun ishlash printsipli yorug'lik interferentsiyasiga asoslangan optik asboblari – *interferometrlar* ishlatiladi. Masalan, muhitlarning sindirish ko'rsatkichlarini hisoblash uchun Jamen interferometri, yulduzlarning burchakli o'lchamlarini o'lchash uchun yulduzlar interferometri, detallarning sirtlariga mexanik ishlov berish sifatini tekshirish uchun Lebedevning polarizatsion interferometri va h.k. har xil texnik maqsadlar uchun ishlatiladi. Biz shularning ayrimlari haqida to'xtalib o'tamiz.

Jamen interferometri (4.14-rasm). S dan chiqayotgan nur A plastinkada 1 va 2 nurga ajraladi. B dan qaytib L linza orqali ko'zga tushadi. Interferentsion manzara hosil bo'ladi. Agar C_1 ga n_1 va C_2 ga n_2 sindirish ko'rsatkichli gaz to'ldirilsa interferentsion manzarada o'zgarish sodir bo'ladi. 1 va 2 nurlar $\Delta = (n_2 - n_1)l$ yo'llar farqi bilan etib keladi. Agar n_1 ma'lum n_2 noma'lum bo'lsa maksimum uchun

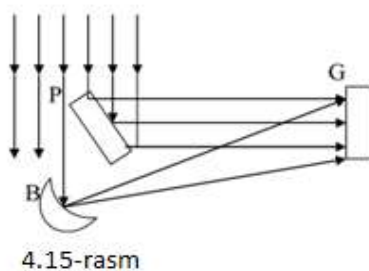
$P\lambda = (n_2 - n_1)l$ dan va $n_2 = \frac{P\lambda + n_1 l}{l}$ dan n_2 ni hisoblash mumkin. $n_2 - n_1$ ayirma

polosaning siljishiga teng boʻladi. SHunday qilib, Jamen interferometri yordamida nurlar yoʻliga qoʻyilgan muhitning sindirish koʻrsatkichlarini juda katta aniqlik bilan oʻlchash mumkin.

Maykelson interferometri (4.13-rasm). Agar Maykelson interferometrining elkalari l_1 va l_2 hamda K_1 va K_2 gacha boʻlgan masofalar teng boʻlsa E ekranning biror nuqtasida maksimum buladi. Agar n_1 havoning absolyut sindirish koʻrsatkichi boʻlsa, 1' va 2' nurlar $\Delta = 2n(l_1 - l_2)$ yoʻllar farqiga ega boʻladi.

Agar koʻzgulardan biri $\frac{\lambda}{4}$ masofaga siljisa, interferentsion minimum hosil boʻladi. SHuning uchun Maykelson interferometridan juda aniq uzunlikni oʻlchashlarda ishlatiladi.

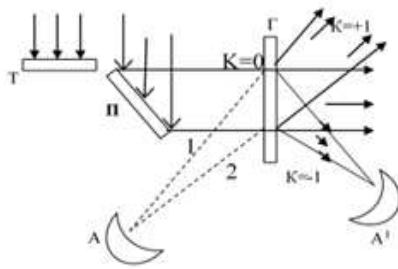
Golografiya va uni qoʻllanilishi. Golografiya grekcha “holo” - toʻlqin va “graʻh” - yozaman soʻzlaridan tashkil toʻgan boʻlib, u buyumlarning tashqi koʻrinishini yozib olishning maxsus usulini anglatadi. Bu usul 1947-yilda D. Gabor tomonidan kashf qilingan. Golografiyaning mohiyati buyumdan kelayotgan (qaytish yoki sinish tufayli) nurlanishning toʻlqin frontini fotoʻlastinkaga qayd qilish (yozib olish) soʻng buyumning tasvirini vujudgakeltirish maqsadida bu frontni tiklashdan iborat. Golografiyani fotografiyadan farqi shundaki, fotografiya yoritilgan obʻektning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlar fotoʻlastinka yohud fotoʻlyonka tekisligining ayrim nuqtalariga obʻektiv yordamida fokuslanadi. Bunda buyum barcha qismlarining tasvirlari ravshan boʻlavermaydi. Masalan, bino oldida turgan odamning fotografik tasvirida odam gavdasi berkitib turgan bino qismini fotografiyaga turlicha vaziyatlardan qaragan bilan biri-bir koʻrib boʻlmaydi. Bundan tashqari, binoni odamdan qanchalik oʻzoqda joylashganligini ham aniqlab boʻlmaydi. Bino va odamning tasvirlari bir tekislikda koʻrinadi. Golografik usulda buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalarinigina emas, balki fazalarini ham fotoʻlastinkada qayd qilinadi. Golografiya toʻlqin optikaning asosiy qonunlari interferensiya va difraksiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keladi. Kogerent yorugʻlik dastasi ikkiga ajralib, uning bir qismi



buyum B dan qaytib fotoʻlastinka G ga tushadi. Bu toʻlqin signal toʻlqin yoki buyum toʻlqin deyiladi. Ikkinchi qismi esa qaytargich plastinka (II) dan qaytib fotoʻlastinkaga tushadi. Uni tayanch toʻlqin deyiladi. Bu ikki gruʻa kogerent toʻlqinlar fotoʻlastinkada qoʻshilib interferension manzara hosil qiladi. Fotoʻlastinkaga kimyoviy ishlov

berilgandan soʻng oshkor boʻladigan bu interferension manzarani

gologramma deb ataladi.



4.16-rasm

Gologrammada buyumdan qaytgan to'liqlar, ya'ni buyum to'liqlarning amplituda hamda fazalari to'g'risidagi axborotlar qayd qilinadi. Buyumning gologrammasidan foydalanib uni tasviri hosil qilinadi. Buning uchun gologrammani hosil qilish qurilmasidan foydalaniladi, bunda kogerent yorug'lik dastasining birinchi qismini to'siq bilan bekitib qo'yiladi. Tayanch to'liqlarning gologrammadagi

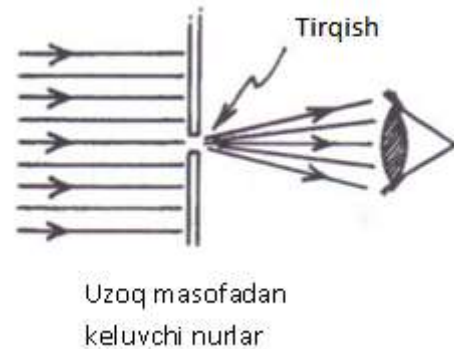
difraksiyasi tufayli buyumning tasvirlari vujudga keladi.

Bunda buyumning ayrim nuqtalariga mos bo'lgan gologrammadagi interferension manzara, ya'ni navbatma-navbat keluvchi yorug' va orong'u sohalar o'zini mustail tutadi, ular tayanch to'liqlar uchun difraksion panjara vazifasini o'taydi. Gologrammaning ajoyib xususiyatlaridan bir shundaki, gologrammaning kichik bir bo'lakchasi ham butun gologrammadan foydalangandagidek tasvirni beraveradi. Buning sababi quyidagicha. Buyumning har bir nuqtasidan sochilayotgan sferik to'liqlar gologrammaning barcha yoritilayotgan yuziga yetib keladi. O'z navbatida gologrammaning har bir nuqtasiga buyumning barcha nuqtalaridan to'liqlar keladi. Shuning uchun gologrammaning har bir kichik bo'lakchasidan buyum to'g'risidagi to'liqlar axborot mavjuddir.

4.2 YORUG'LIKNING DIFRAKSIYASI

Difraksiya

Kundalik hayotimizda yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqlishini sezamiz. Ammo bir istisno mavjud – yorug'lik linza yoki shisha prizmadan o'tishida sochiladi. Biz narsalarni ularning ko'rinishlariga qarab saflaymiz. Hattoki, miltiqda nishonga olishda ham nishonning ko'rinishiga qarab nishonga olamiz. Bu faoliyatlarimiz yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi natijasida vujudga keladi. Lekin yorug'lik to'siqlarni aylanib o'tish xususiyatiga ega. Kichik tirqishdan o'tayotgan yorug'likni qayerdan ko'z atishni bilsak biz bu hodisani payqaymiz. Yorug'likning yo'lda uchragan to'siqlarni aylanib o'tishini (difraksiya hodisasi) ko'z atishning eng oson usuli, piska yordamida bir varoq qog'ozda kichik tirqish hosil qilish va yorug'lik manbaiga bu tirqish orqali ma'lum bir masofadan turib qarashdir. Tirqishni ko'zingizga yaqin tuting va ko'zingizni oching. Quyidagi rasmda yorug'likning qog'oz tekisligiga perpendikular tarqalishi tasvirlangan. Yorug'lik ko'z pardasiga yetib kelgunicha yana sochiladi.



- a) Difraksiya yorug'likning bir moddadan ikkinchi moddaga o'tgandagi sinish hodisasi bilan ayni bir xil hodisami?
- b) Difraksiya yorug'likning tekislikka urilib qaytishi kabi hodisami? (qaytish hodisasi kabi)

Javoblar: (a) yo'q; (b) yo'q

2. Difraksiya hodisasini yorug'likning to'lqin xossasi bilan oson tushuntirish mumkin. Agar yorug'lik faqatgina zarralardan tashkil topgan bo'lsa, biz yorug'likning kichik tirqishdan o'tganda qayta tarqalmasligining guvohi bo'lardik. Shunga qaramay, to'lqinlar tirqishlardan o'tgandan so'ng sochiladi. Misol uchun, tovush to'lqinlari eshik yoki deraza oynalaridan o'tgandan so'ng yana tarqalib ketadi, shuningdek suv to'lqinlari ham kichik tirqishlardan o'tgach huddi shunday sochiladi. Agar buni sinab ko'rmoqchi bo'lsaniz tovaning ostki qismidan 2 ta $1/4$ sm va $1/2$ sm li teshiklar oching va tovaga suv to'ldiring, siz kichikroq tirqishdan oqayotgan suvning ko'proq sochilishini ko'z atasiz. Bu tirqish qanchalik kichik bo'lsa difraksiya natijasi shunchalik katta bo'lishini ko'rsatadi.

Qo'shimcha qilib aytganda, tovush va suv to'lqinlari yo'lda uchragan to'siqni ham aylanib o'tadi. Agar yorug'lik bunday tarqalmaganda, soyalar ham bo'lmas edi. Hattoki, kichik tanga yorug'lik yo'lga tutilsa ham, soya hosil bo'lishini ko'z atish

mumkin.(bu hodisani ko'z atishning eng yaxshi usuli bu lazer nurlaridan foydalanishdir.)

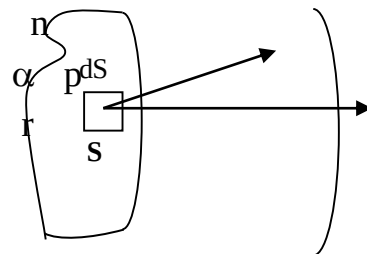
- Yorug'likning yo'lda uchragan to'siqni aylanib o'tish hodisasi nima deyiladi?
- Agar yorug'lik faqat zarrachalardan iborat bo'lganda, diffraksiya hodisasini qancha qismini ko'z at olgan bo'lardik?
- Yorug'lik kichik tirqishlardan tez aylanib o'tadimi yoki katta?

Javoblar: (a) diffraksiya; (b) umuman ko'z at olmasdik (chunki zarralar faqat to'g'ri chiziqli bo'ylab harakatlanadi; (c) kichik

Yorug'lik diffraksiyasi. Gyuygens prinsipi. Yorug'lik to'liqlarining to'siqlarni aylanib o'tib geometrik soya sohasiga burilish hodisasi yorug'lik diffraksiyasi deyiladi. To'liq uzunligi to'siq o'lchami bilan o'lchovdosh kattaliklar bo'lganda, ya'ni $\lambda \approx d$ da kuchli diffraksiya ko'z atiladi.

To'liqlar diffraksiyasi hodisasi Gyuygens prinsip yordamida tushuntirilishi mumkin. Gyuygens prinsipiga binoan to'liq harakat yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'liqlar uchun markaz bo'lib xizmat qiladi, bu to'liqlarning o'rab olgan egri chiziqli keyingi momentdagi to'liq frontining vaziyatini beradi. Frenel Gyuygens prinsipini ikkilamchi to'liqlar interferensiyasi

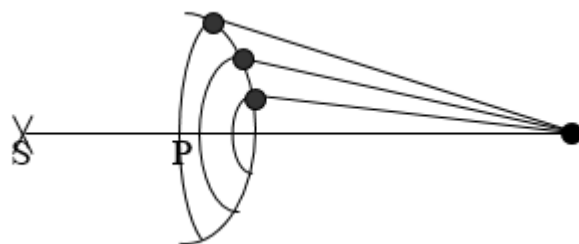
haqidagi tushuncha bilan to'ldirdi. Biror S manbadan tarqalayotgan yorug'likning to'liq sirtining har bir elementi ikkilamchi sferik to'liqning manbai bo'lib u to'liqning amplitudasi r masofa ortgan sari $1/r$ qonun bo'yicha kamayib boradi. Demak to'liq sirtining har bir ds elementidan R nuqtaga quyidagi to'liq keladi:



$$d\xi = \frac{K}{r} A_0 dS \cdot \cos(\omega t - kr + \alpha_0) \quad (4.25)$$

$(\omega t + \alpha_0)$ - to'liq sirt S poylashgan yerdagi tebranish fazasi, $K = 2\pi/\lambda$ to'liq soni. r- sirtning ds joylashgan yerdagi yorug'lik tebranishining amplitudasi. K- proporsionallik koeffitsiyenti.

Diffraksiya hodisasi ikki xil bo'ladi. Agar yorug'lik manbai va ko'z atish nuqtasi R nuqtaga boruvchi nurlar deyarli parallel dastani hosil qilsa, Fraunhofer diffraksiyasi yoki parallel nurlardagi diffraksiya ko'z atiladi. Aks holda Frenel diffraksiyasi ko'z atiladi.



Frenel zonalari usuli. Bir jinsli muhitda nuqtaviy S manbadan tarqaluvchi sferik to'liq R nuqtada uyg'otadigan yorug'lik tebranishining amplitudasini topish uchun Gyuygens-Frenel prinsipini tatbiq qilamiz. Bunday sferik to'liqning to'liq

sirti SR to'g'ri chiziqqa nisbatan simmetrik bo'ladi. Frenel to'lqin sirtini shunday xalqasimon zonalarga ajratganki, har bir zonaning chetidan P nuqttagacha bo'lgan masofalar bir-biridan $\lambda/2$ ga farq qiladi. m-nchi zonaning tashi chetidan P nuqttagacha bo'lgan d_m masofa quyidagicha ifodalanadi

$$d_m = d + \frac{1}{2} m \lambda \quad (1)$$

m ortgan sari d_m masofa qonun bilan juda sekin orta boradi. d - to'lqin sirtining O uchidan P nuqttagacha bo'lgan masofa. Ni-zona P nuqtada uyg'otadigan tebranishning amplitudasi A_m m ortgan sari monoton ravishda kamayadi. Ikki o'shni zonaning bir xil nuqtalaridan P nuqtaga keluvchi tebranishlar qarama-qarshi fazali bo'ladi. Shuning uchun P nuqtadagi natijaviy yorug'lik tebranishining amplitudasi.

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

yoki

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (4.26)$$

Frenel zonalari P nuqtada uyg'otadigan tebranishlarining amplitudalari monoton kamayuvchi ketma-ketlikni hosil qiladi:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots \quad (Z)$$

Shu sababli

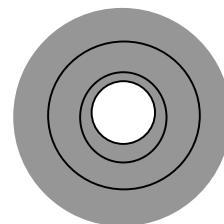
$$A_m = \frac{(A_{m-1} + A_{m+1})}{2} \quad (4.27)$$

bo'lib (2) formula quyidagicha soddalashadi

$$A = A_1/2 \quad (4.28)$$

Demak butun to'lqin sirtining ta'siri markaziy zona ta'sirining yarmiga teng. Markaziy zonaning o'lchovlari millimetrning ulushlari tartibida bo'lganligi uchun yorug'lik S nuqtadan P nuqtaga go'yo juda ingichka to'g'ri chiziqli kanal chegrarasida tarqaladi, ya'ni deyarli to'g'ri chiziq

bo'yicha tarqaladi. Agar yorug'lik to'lqinining yo'liga hamma juft nomerli yoki to nomerli zonalarni to'suvchi plastinka qo'yilsa, P nuqtada tebranish amplitudasi keskin ko'payib ketadi. Bunday plastinka zona plastinkasi deb ataladi. Zona plastinkasi yig'uvchi linza kabi ishlab, P nuqtada yorug'lik intensivligini juda ko'p marta kuchaytiradi.

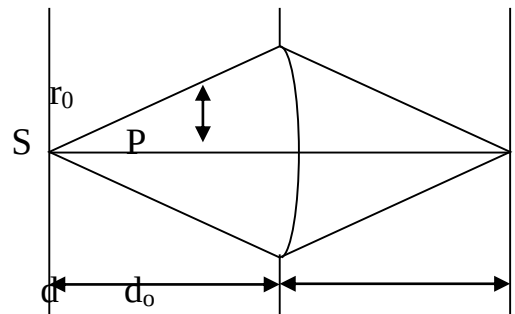


Doiraviy teshikdan hosil bo'ladigan Frenel difraksiyasi.

Sferik yorug'lik to'lqinining yo'liga r_0 radiusli doiraviy teshigi bo'lgan shaffof mas to'siq qo'yamiz.

Ekranni shunday joylashtiramizki, S yorug'lik manbaidan tushirilgan perpendikulyar teshikning markaziga to'g'ri kelsin.

Teshikning r_0 radiusi d va d_0 uzunliklardan juda kichik bo'lganda, d ni S manbaidan to'siqqacha bo'lgan masofaga teng deb, d ni esa to'siqdan P nuqttagacha bo'lgan masofaga teng deb hisoblash mumkin. Agar d va d_0 masofalar



$$r_0 = \sqrt{ab \cdot \frac{m\lambda}{a+b}}$$

shartni qanoatlantirsa, teshik P nuqta uchun aniqlangan Frenel zonalaridan to'ppa-to'g'ri birinchi m tasini ochiq qoldiradi. Ochiq Frenel zonalarining soni

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

P nuqtadagi tebranish amplitudasi

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_m \quad m \text{ juft bo'lsa } +A_m$$

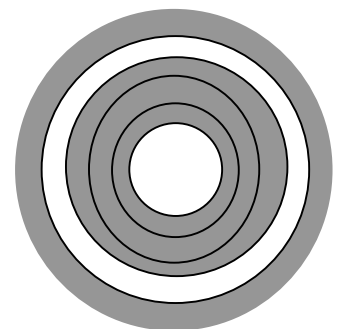
m to'g'ri bo'lsa $-A_m$

Frenel zonalarining soni - juft yoki toq son ochiq bo'lishiga qarab, P nuqtaning o'zida intensivlik maksimumga yoki minimumga erishadi. Misol uchun bu son 3 ga teng bo'lsin. U holda difraksion manzaraning markazida intensivlikning maksimumi hosil bo'ladi.

Demak doiraviy teshikdan hosil bo'ladigan difraksion manzara navbatma-nabat joylashgan yorug' va qoramtir konsentrik xalalardan iborat bo'ladi. Manzaraning markazida yo yorug' (m -toq son), yo qora (m -juft) dog' bo'ladi.

Tirishdan hosil bo'ladigan Fraunhofer difraksiyasi.

Kengligi a ga teng bo'lgan BC tirqishga parallel nurlar dastasi tushayotgan bo'lsin. Tirqish uzunligi $l \gg a$. Tirqish orasiga nurlarni bosh fakal tekislikda to'plovchi L linza o'rnatilgan. Tirqishga yetib keluvchi to'lqin frontining har bir nuqtasi barcha tomonga tarqaluvchi tebranishlarning manbaidir. Dastlabki yo'nalishdan φ burchakka burilib ketuvchi nurlar L linzaning fakaltekisligidagi ekranning F nuqtasiga yig'iladilar

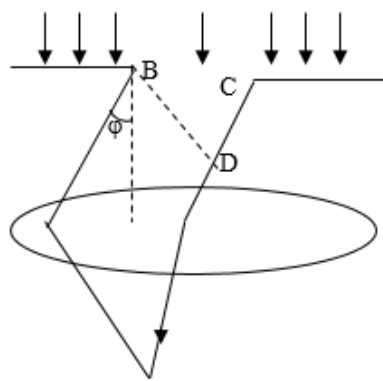
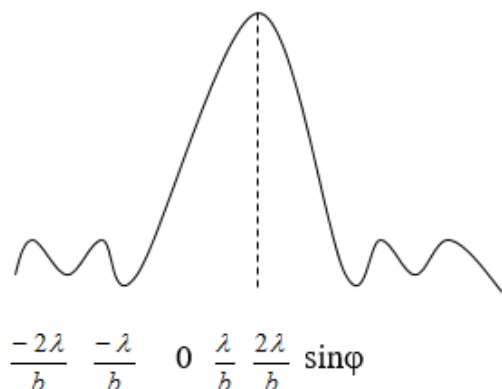


F nuqtadagi interferensiyaning kattaligi BMF va CNF nurlar orasidagi Δ optik yo'l farqi va yorug'lik to'liqining uzunligi λ ga bog'liq

$$CD/BC = \sin \varphi \quad CD = \Delta \quad BC = a$$

U holda $\Delta = a \sin \varphi$ to'liqin sirtning ochiq qismini bir xil kenglikdagi $2k$ ta zonaga ajratish mumkin.

Agar zonalar soni juft bo'lsa, $a \sin \varphi = \pm 2k(\lambda/2)$ $k=0,1,2,3$ bo'lib difraksiya minimumlari ko'zatiladi (qorong'i soha). Agar zonalar soni toq bo'lsa $a \sin \varphi = \pm (2k+1)\lambda/2$ $k=0,1,2,3,\dots$ difraksiya maksimumlari ko'zatiladi (yorug' soha).

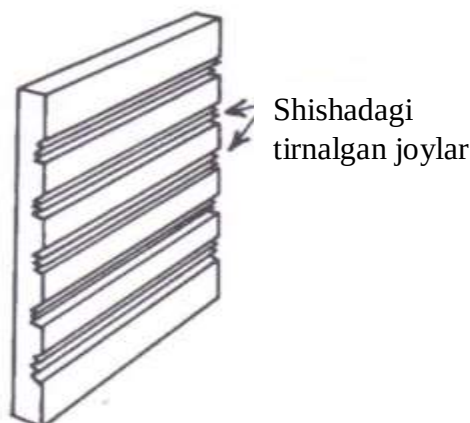


Difraksion panjara.

Yorug'likning ikki tirqishdan o'tishida hosil bo'lgan interferensiya manzarasi turli to'liqin uzunliklar uchun turlicha va undan yorug'likni tahlil qilishda foydalanish mumkin (shisha prizmadan foydalangan kabi), lekin naqshlar juda hira va yorug' dog'lar bir-biriga juda yaqin hosil bo'ladi. Tirqishlarni bir-biriga juda yaqin qilish, oq dog'larning biri ikkinchisidan o'zoqlashishiga va naqshlarning bir-biridan ajralishiga olib keladi. Lekin tirqishlar birgalikda yaqin qilib yasalishi bilan birga kichikroq ham qilib yasalishi kerak. Modomiki, bu tirqishlarga kam yorug'lik nuri tushsa, naqshlar baribir xiraroq bo'lib qolaveradi. Bu holat tirqishlar soni ikkitadan ko'p qilinishi evaziga bartaraf etiladi.

Difraksion panjaraning har bir santimetrda minglab tirqishlar mavjud yoki undan kamroq (tirqishlar soni har bir santimetrda mingtadan kam bo'lishi ham mumkin). Bunday diffraksion panjaralar o'tkir tig'li mehanik asboblarda yordamida shaffof shisha parchasiga tiralib yasaladi. Quyidagi rasmda tirqishlarning yuqori darajada karalashtirilgan ko'rinishi tasvirlangan. Qayerda tiralgan joy bo'lsa shishaning aynan o'sha joyi dag'al bo'ladi va yorug'lik bu yerdan o'tolmaydi. Shunday qilib, yorug'lik faqat tiralgan joylar orasidan o'tadi va bu joylar avvalgi ikki rasmda ko'rsatilgan tirqishlarga ekvivalentdir. Difraksion panjara yorug'lik nurini shunday sohib yuboradiki, birinchi yorug' dog' markazdan 30 darajadan ko'proq burchakka buriladi. Difraksion panjaralardan yorug'lik nurini tadqiq qilishda shisha prizmalar o'rniga foydalanilgan. Yuqorida biz diffraksion panjaralar

yorug'likning o'zatilishi bilan bog'liq ravishda ishlashi haqida muhokama qildik. Shuningdek, diffraksiya qaytgan yorug'liklarda ham ko'zatilishi mumkin. Agar siz CD (kompakt disk) diskka burchak ostida qarasangiz, qaytayotgan yorug'lik ranglarini ko'rishingiz mumkin.



Bu ranglar CD ning turli nuqtalaridan qaytgan nurlarning interferensiyasi mahsulidir ya'ni diffraksion panjarada sodir bo'ladigan jarayonning xuddi o'zginasi.

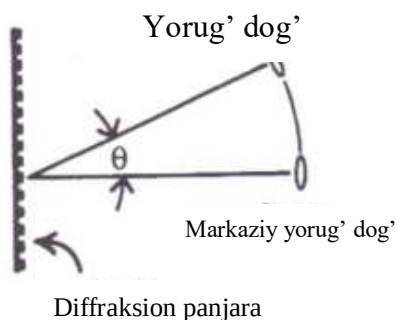
- Diffraksion panjarada hosil bo'luvchi naqshlarning, ikki tirqishli interferensiya naqshlariga nisbatan bir-biridan kengroq joylashishining sababi nima?
- Diffraksion panjarada hosil bo'luvchi naqshlarning, ikki tirqishli asbobda hosil bo'luvchi naqshlardan yorqinroq bo'lishining sababi nima?

Javoblar: (a) tirqishlar bir-biriga yaqin; (b) diffraksion panjara tirqishlar soni ko'pligi.

7. *Ixtiyoriy.* Diffraksion panjara yorug'likni qo'shaloq tirqishli asbobga qaraganda kattaroq burchakka tarqatadi. Shuning uchun biz tarqalish burchagidan foydalangan holda quyidagi tenglikni yozamiz:

$$n\lambda = d \cdot \sin\theta$$

Bu yerda, d – yondosh tirqishlar orasidagi masofa, va quyidagi rasmda (θ) burchak ko'rsatilgan.



To'lqin uzunligi 400 nm bo'lgan yorug'lik har bir santimetrida 8000 ta tirqishi bo'lgan diffraksion panjaradan o'tganda, ikkinchi yorug' dog' qanday burchakda hosil

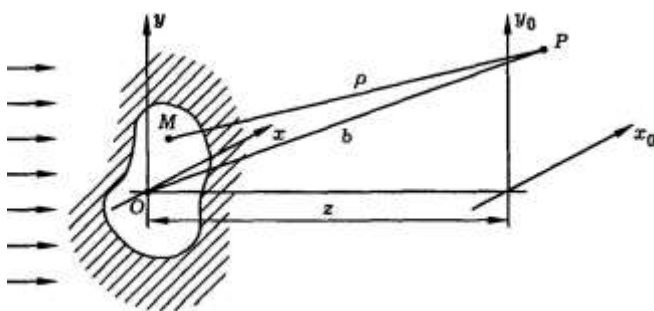
bo'lishini kalkulyator yordamida hisoblang. (Ko'rsatma: Birinchi navbatda tirqishlar orasidagi masofani topishingiz kerak).

Javob: 40° . Yechish: Agar diffraksion panjaraning har bir santimetrda 8000 tirqish bo'lsa, u holda tirqishlar orasidagi masofa $1/8000$ sm yoki $1,25 \cdot 10^{-6}$ sm ga teng bo'ladi. Barcha masofalar metr ga aylantiriladi.

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{d} = \frac{(2)(400 \cdot 10^{-9})}{1,25 \cdot 10^{-6}} = 0,64$$

Uzoq zonada turg'un difraktsiya manzarasining vujudga kelishi

YOrug'lik dastalarining difraktsiyasi bo'yicha tajribalar shuni ko'rsatadiki, uzoq



zonada nurlanish intensivligining burchak taqsimlanishi dasta o'qi bo'yicha yo'nalgan z koordinataga bog'liq bo'lmaydi. Difraktsiya manzarasi turg'un strukturaga ega bo'ladi, uning ko'rinishi faqat boshlang'ich kesimdagi maydon taqsimlanishiga bog'liq bo'ladi. Uzoq zonadagi difraktsiyani *Fraunhofer*

difraktsiyasi deyilar. Bu difraktsiyani 13-mavzuda ko'rilgan nazariya asosida qarab chiqamiz. YAssi monoxromatik yorug'lik $z = 0$ to'lqini tekislikda joylashgan teshikli ekran normal bo'yicha tushayotgan bo'lsin. Etarlicha uzoq masofada teshikli ekranga parallel joylashgan x_0, y_0 tekislikda nurlanish intensivligini taqsimlanishini qaraymiz (4.17-rasm). Yuqoridagi formulalarni ishlatib difraktsion yorug'lik maydonini quyidagicha yozamiz:

$$E(x_0, y_0, z) = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x, y) \frac{e^{-ik\rho}}{\rho} dx dy, \quad (4.29)$$

bu erda $E_0(x, y)$ - $z=0$ kesimda maydon taqsimoti, u teshik shakli bilan aniqlanadi, λ - yorug'lik to'lqini uzunligi, $k = 2\pi / \lambda$ - to'lqin soni

$$\rho = \sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}, \quad (4.30)$$

x, y - teshikli ekrandagi M nuqtaning koordinatalari, x_0, y_0, z - maydonni kuzatish nuqtasining koordinatalari, O - sanok boshi deb qabul qilingan teshikli ekranda olingan qandaydir nuqta, b - O nuqtadan maydonni kuzatish P nuqtasigacha bo'lgan masofa. U holda

$$b = \sqrt{z^2 + x_0^2 + y_0^2} \quad (4.31)$$

Demak, paraksial yaqinlashishda

$$z \gg x, y, x_0, y_0 \quad (4.32)$$

bo'lganda, quyidagini yozish mumkin

$$\rho = b + \frac{x^2 + y^2}{2b} - \frac{xx_0 + yy_0}{b} \quad (4.33)$$

(4.33) formula (4.30) dan ρ qiymatining nolinchi yaqinlashtirishi sifatida z emas, balki b olinganligi bilan farqlanadi. Bunday aniqlashtirish zarur, chunki uzoq zonada difraktsiya manzarasi o'lchamlari juda katta, shuning uchun b va z orasidagi farq sezilarli bo'ladi.

(4.33) ni (4.29) ga qo'yib quyidagini olamiz:

$$E(x_0, y_0, z) = \frac{1}{\lambda b} \exp(-ikb) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x, y) \exp\left[-\frac{ik}{2b}(x^2 + y^2)\right] \exp\left[\frac{ik}{b}(xx_0 + yy_0)\right] dx dy \quad (4.34)$$

Bu erda maxraj ostidagi qiymatda ρ ning b dan farqlanishini e'tiborga olmadik.

Hususan, bir o'lchamli strukturalardagi difraktsiyada

$$E(x_0, z) = \frac{(1+i)}{\sqrt{2\lambda b}} \exp(-ikb) \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x) \exp\left[-\frac{ik}{2b}x^2\right] \exp\left[\frac{ik}{b}xx_0\right] dx \quad (4.35)$$

yoki

$$E(\theta, z) = \frac{(1+i)}{\sqrt{2\lambda b}} \exp(-ikb) \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x) \exp\left[-\frac{ik}{2b}x^2\right] \exp[ikx \sin \theta] dx \quad (4.36)$$

bu erda θ burchak kiritilgan, u quyidagicha aniqlanadi.

$$\sin \theta = x_0 / b \quad (4.37)$$

bu maydonni kuzatish nuqtasining burchak koordinatalarini bildiradi.

(14.6) - (14.8) formulalar Frenel yaqinlashtirishlarga mos keladi. (4.36) dan difraktsiya manzarasida maydon taqsimlanishi z masofaga bog'liq holda o'zgarishi kelib chiqishini ko'rsatadi. Katta z larda bu o'zgarish juda kuchsiz bo'ladi va nihoyat

$$kd^2 / 2b \ll 1 \quad (4.38)$$

bu erda d – dastaning boshlang'ich ko'ndalang o'lchami, quyidagicha aniqlanuvchi maydonning turg'un burchak taqsimlanishi vujudga keladi.

$$E(\theta) = \frac{(i+1)}{\sqrt{2\lambda b}} e^{-ikb} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x) e^{ikz \sin \theta} dx \quad (4.39)$$

(4.33) va (4.32) larni ishlatib (4.38) tengsizlikning quyidagicha ko'rsatish mumkin:

$$z \gg z_D \quad (4.40)$$

bu erda:

$$z_D = kd^2 / 2 \quad (4.41)$$

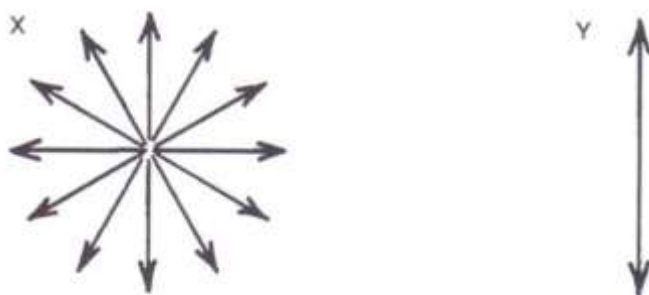
parametr *dastaning difraktsiya uzunligi* deyiladi. (4.40) bilan aniqlanadigan fazoning qismi *difraktsiyaning uzoq zonasi* yoki *Fraunhofer zonasi* deyiladi. SHunday qilib, uzoq zonada yorug'lik dastasining keyinchalik tarqalishida o'zgarmaydigan maydonning turg'un burchak taqsimlanishi vujudga keladi. (4.39) integral *Fraunhofer*

yaqinlashtirishidagi difraktsiya integrali deyiladi. Bu qiymat uzoq zona uchun to'g'ridir.

4.3. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARNING MODDA BILAN TA'SIRI

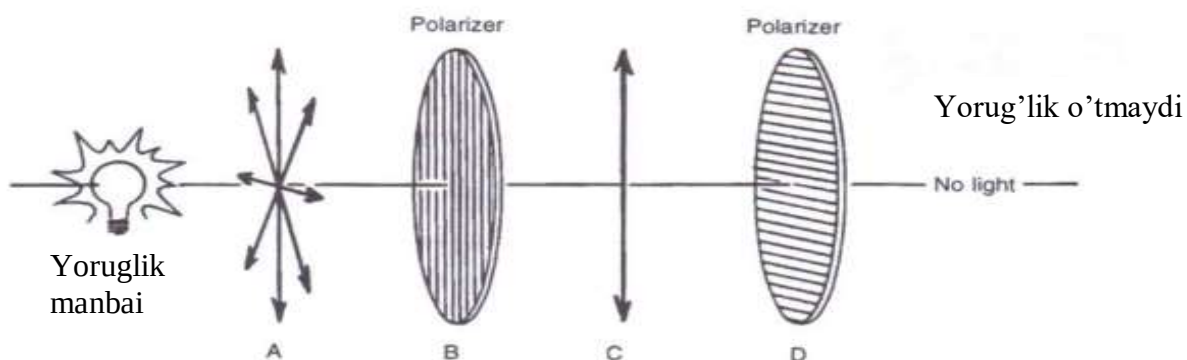
Qutblanish.

Suv to'lqinlari suv sirti bo'ylab ko'chganda, suvning dastlabki harakati yuqoriga va pastga sodir bo'ladi. To'lqinning tabiatiga ko'ra ular vertikal tebranishlari kerak. Agar siz devorga bir uchidan mahkamlangan prujina yoki arqonni ikkinchi uchidan ushlab uni vertikal, gorizontal yoki biror burchak ostida tebratishingiz mumkin. Yorug'lik to'lqinlari ham huddi shunga o'xshash. Quyidagi X rasmda biz o'zimiz tomonga kelayotgan yorug'lik to'lqinlarining tebranish shaklini ko'rishimiz mumkin. O'qlar tebranish yo'nalishlari har tarafga ketayotganligini ko'rsatadi. Bunday to'lqinlar qutblanmagan to'lqinlar deyiladi.



Agar qutblanmagan yorug'lik qutblagich tekisligidan o'tsa, barcha to'lqin tebranishlar Y rasmda ko'rsatilgandek bitta tekislikda sodir bo'ladi.

- Keyingi rasimga qarang, undagi A to'lqin qutblanganmi yoki yo'qmi?
- Qutblagichning vazifasi nima?
- D qutblagich B qutblagichga nisbatan 180° burchak ostida joylashtirilgan. U B qutblagichdan o'tgan yorug'likka qanday ta'sir ko'rsatadi?



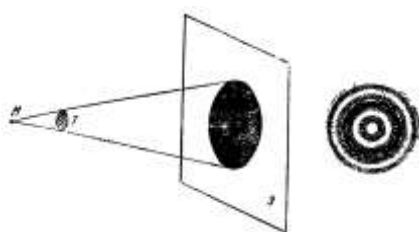
Javoblar: (a) qutblanmagan; (b) U o'ziga tushuvchi yorug'likni faqatgina vertikal tekislikda o'tkazadi; (c) U birinchi qutblagichdan o'tgan yorug'likni vertikal tekislikda tebranishiga qarshilik qiladi, shuning uchun bu qutblagichdan yorug'lik o'tmaydi.

Oxirgi rasmda ikkita qutblagich yordamida yorug'lik nurini yo'q qilish tasvirlangan. Keyingi rasmda esa yorug'lik nurini so'ndirishning yana bir uslubi ko'rsatilgan. Bu uslubda yorug'lik yaltiroq yuzadan qaytadi. Bunday yuzayorug'likni gorizonta tekislikda qutblaydi(kamida qisman.) rasmda gorizonta qutblangan yorug'lik vertika qutblagichga tushayotgani tasvirlangan. Agar qutblagich yorug'likni to'liq qutblasa, bu qutblagichdan hech qanday yorug'lik nuri o'tmaydi. Quyosh ko'zoynaklari yorug'likni qutblashining ham siri shunda. Avtomobil bamperi, suv yuzalari kabi silliq yuzalardan qaytib chaqnagan yorqin yorug'lik, quyosh ko'zoynaklarida deyarli yo'qoladi. Bu ta'sirni ko'zatish uchun, qutblovchi shishani ko'zingiz yaqinida tuting va turli jismlardan kelayotgan chaqnagan yorug'liklarga qarang.

Qutblovchi quyosh ko'zoynaklari undan foydalanayotganda qanday qilib sizni hech narsani ko'rmay qolishdan saqlaydi?

Javob: yorug'likning bir qismi qutblanmasligi hisobiga.

Yorug'lik difraktsiyasi. Gyuygens-Frenel printsiplari



4.17 – rasm.

Yorug'lik nurlarining shaffof bo'lmagan to'siqlaridan egilib o'tib geometrik soya sohasiga o'tish hodisasiga *difraktsiya* deb ataladi. Difraktsiya so'zi lotincha «difrakcio», «egilib o'tish» ma'nosini beradi. Difraktsiya hodisasini kuzatish uchun quyidagi tajribani qilaylik. M dan tarqalayotgan monoxromatik yorug'lik nurining yo'lga disk shaklidagi T to'siq joylashtiraylik. (4.17 – 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 kontsentrik halqalar kuzatiladi(4.17 –rasm). ***Gyuygens printsiplari asosan, bu hodisa quyidagicha tushuntiriladi: to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to'lqinlarning manbalari deb hisoblash mumkin.*** Frenel esa Gyuygens printsiplari takomillashtirib, ***bu ikkilamchi to'lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranishi bu nuqtaga etib kelgan ikkilamchi kogerent to'lqinlar interferentsiyalashishining natijasi deb*** qarash lozim, degan fikrni berdi. Bu ***printsiplari Gyuygens – Frenel printsiplari*** deb yuritila boshlandi.

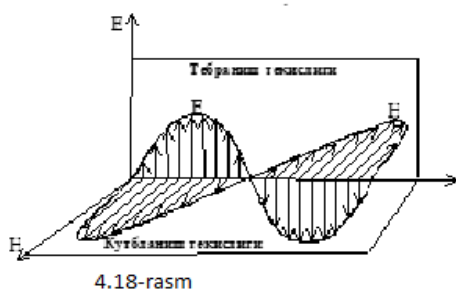
Difraktsiya hodisalari ikki sinfga bo'linadi. To'siqqa tushayotgan nurlar parallel dastasini hosil qilgan va difraktsion manzara manbadan cheskizlikda mujassamlashgan holdagi difraktsiyalarni Fraunhofer tekshirgan. SHuning uchun bu hodisalar *Fraunhofer difraktsiyasi* deyiladi. To'siqqa tushayotgan sferik to'lqin frontiga ega bo'lgan

yorug'lik difraktsiyasini Frenel o'rgangan. SHuning uchun bu sinfga oid difraktsiyalarni *Frenel difraktsiyasi* deyiladi.

Yorug'likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik

Interferentsiya va difraktsiya 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 printsiptal 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.

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 (4.18 – rasm). Qutblanish hodisasini to'la yoritish uchun $\vec{E}$ to'g'risida fikr yuritish etarlidir. 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'likning 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.

Bunday yorug'lik - tabiiy yorug'lik deyiladi (4.18 – rasm). Tebranish yo'nalishlari biror usul bilan tartibga kel-tirilgan 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 (4.19 – rasm).

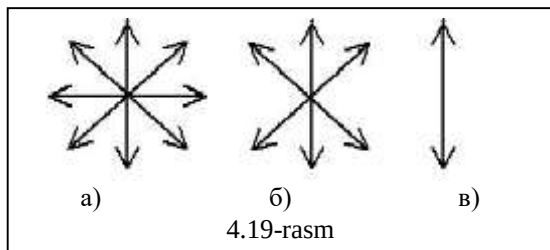
$\vec{E}$ - vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo'ladigan yorug'lik yassi (chiziqli) qutblangan yorug'lik deyiladi (4.19 – rasm). YUqorida ko'rib o'tilgan

davriy tebranayotgan dipoldan nurlanayotgan elektromagnit to'liq, yassi qutblangan yorug'likka misol bo'la oladi.

Qutblanish darajasi sifatida

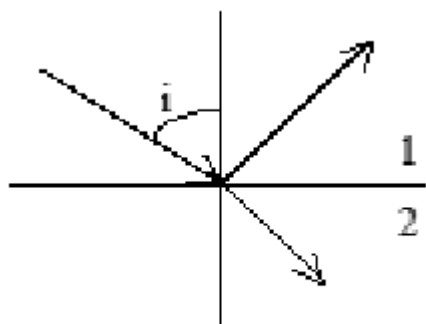
$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (4.42)$$

qabul qilingan. Bu erda 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 perpendi-kulyar 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.



4.20-rasm

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 (4.20 – rasm),

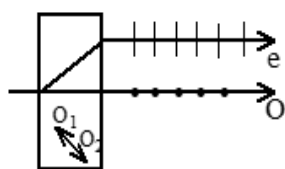
$$\operatorname{tg} i = n_{21} \quad (4.43)$$

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

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 sinishi 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* (o) deb ataladi. Ikkinchi nurning elektr tebranishlari esa bosh optik o'qqa parallel bo'ladi: bu nur *g'ayrioddiy nur* (e) deyiladi (4.21– rasm).



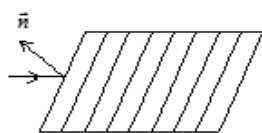
4.21-rasm

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 ($n_x = \sqrt{\epsilon_x}$, $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$) 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 tushuyotgan nur bir xil tezlik bilan tarqaladi. Tabiiy nur optik o'q bo'ylab ketganda yorug'lik qutblanmaydi.

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 (polyariza-torlar)da mavjud bo'ladi. Prizmalar ikki turga bo'linadi.

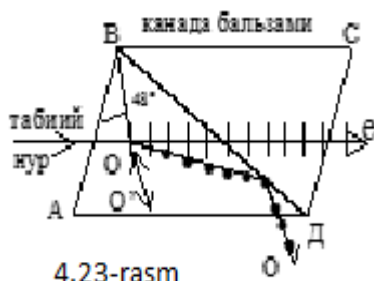


4.22-rasm

1. Faqat yassi qutblangan nur olinadigan. 2. Bir – biriga perpendikular tekisliklarda qutb-langani 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 balzamidani to'la qaytadi va qoraytirilgan VS sirtida yutiladi. Kristalldan g'ayri oddiy nur chiqadi (4.23 – rasm).



Anizotrop muhitlarda nur ikkiga bo'linishidan tashqari turlicha yutiladi. **Dixroizm deb ataluvchi bu hodisa tufayli ikki nurdan biri to'la yutiladi.** Masalan, turmalin kristalida oddiy nurning yutilishi ko'effitsienti 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 polyaroidlar keng qo'llaniladi. Polyaroid yupqa tselluloid 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 plastikasi joylashtirilsa, birinchisi qutblagich, ikkinchisi tahlilchi (analizator) deyiladi. Ikkinchi kristallga tushayotgan yorug'lik intensivligini I_0 , chiquvchi yorug'lik intensivligini I deb belgilasak,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (4.44)$$

tabiiy yorug'lik intensivligi I_1 bo'lsa, $I_0 = I_1/2$ dir. (4.44) dagi α - kristallarning optik o'qlari orasidagi burchak. **(4.44) ifoda Malyus qonunini ifodalaydi.**

Lyuminestsentsiya, uning turlari va qo'llanilishi.

Modda atom va molekularining yuqori energetik sathdan quyiga o'tishidan modda shu'lalanadi (ya'ni ko'rinadigan yorug'lik chiqaradi). Buni *lyuminestsentsiya*, ya'ni *sovuq shu'lalanish* deb ataladi. Modda atom va molekularining avvaldan uyg'otilishi lyuminestsentsiyalarga olib keladi. Uyg'otuvchini olingandan keyin lyuminestsentsiya lyuminestsentsiyalovchi moddaning tabiatiga bog'lik ravishda bir muncha vaqt davomida: sekundning milliarddan bir ulushidan to bir necha soatgacha va hattoki sutkalargacha davom etadi. «Keyin shu'lalanish» ning davom etish muddatiga qarab lyuminestsentsiya ikki turga ajratiladi: *fluorestsentsiya* («keyin shu'lalanish» qisqa vaqt) va *fosforestsentsiya* («keyin shu'lalanish» uzoq vaqt davom etadi). Bunday ajratish shartlidir.

Atom va molekularining issiqli harakati tufayli shu'lalanishi (ya'ni issiqli nurlanishi) lyuminestsentsiyaga tegishli emas. SHuningdek, shu'lalanishni vujudga keltirgan sababni yo'qotish bilan bir vaqtda to'xtaydigan: yorug'likning qaytishi va sohilishi hamda jismning boshqa xil ba'zi nurlanishlari ham taaluqli emas.

SHu'lalanishning bu xillaridan lyuminestsentsiyani farq qilish uchun ung quyidagicha ta'rifni berish mumkin: *lyuminestsentsiya* – bu moddaning berilgan temperaturada issiqlik nurlanishidan ortiqcha bo'lgan va chekli davom etadigan (ya'ni uni vujudga keltirgan sabab yo'qolishi bilan to'xtamaydigan) *shu'lalanishdir*. SHuni aytib o'tish zarurki, bu shu'lalanish davri nurlanuvchi yorug'lik to'lqinlarining

davri (10^{-15} s) dan ancha ortiq davom etadi.

Lyuminesentsiyalash qobiliyati yaqqol ifodalangan moddalar *lyuminoformlar* deb ataladi.

Lyuminesentsiya, yuqorida aytganimizdek, atom, ion va molekulalarning yuqori uygʻotilgan energetik sathdan quyi, asosiy energetik sathga kvant oʻtishlaridan paydo boʻladi. Bu atom, ion va molekulalar *lyuminesentsiya markazlari*, yoki boshqacha aytsak, lyuminesentsiya zarrachalari deb ataladi.

Lyuminesentsiya markazlaridagi elementar jarayonlar. Atrof-muhit bilan zaif oʻzaro taʼsirlashadigan lyuminesentsiya markazlarida boʻlib oʻtadigan jarayonlarni qarab oʻtamiz. Bular gaz aralashmasidagi atomlar yoki molekulalar, suyuq eritmadagi molekulalar va qattiq jismdagi kirishma ionlari boʻlishi mumkin.

21.1.a-rasmda lyuminesentsiyaning bir muncha oddiyroq fizik mexanizmiga javob beruvchi lyuminesentsiya markazlaridagi kvant oʻtishlar koʻrsatilgan. Uygʻotilganda markaz 1 sathdan 2 stahga oʻtadi, teskari oʻtishda esa foton tugʻiladi (lyuminesent shuʼlalanish paydo boʻladi). Lyuminesentsiya nurlanishining chastotasi quyidagicha topiladi:

$$\omega = \frac{E_2 - E_1}{h}. \quad (4.45)$$

Lyuminesentsiyaning turlari. Lyuminesentsiyaning uygʻotish usullariga qarab bir necha turlarga ajratiladi:

1. Fotolyuminesentsiyaning koʻrinadigan va ultrabinafsha nurlanish bilan uygʻotiladi.

2. Rentgenolyuminesentsiyaning rentgen nurlari uygʻotadi.

3. Radiolyuminesentsiyaning radioaktiv nurlanish, yaʼni atom yadrosi boʻlingan paytda paydo boʻluvchi α -, β - va γ -nurlanishlar, uygʻotadi

4. Katodolyuminesentsiyaning elektronlar dastasi uygʻotadi, masalan, ostsilloqraf, televizor, radiolokator va boshqa elektron-nurli trubkalarda kuzatiladi.

5. Elektroluminesentsiya ni elektr maydoni yoki elektr toki uygʻotadi. Bunday tur lyuminesentsiya, asosan yarim oʻtkazgichlarda kuzatiladi. Yarim oʻtkazgichlardagi elektroluminesentsiya ikki asosiy qismga boʻlinadi: injeksion (toʻgʻri yoʻnalishda tok qoʻyilganda) va teshilishdan oldingi (predproboynaya, teskari yoʻnalishda tok qoʻyilganda).

6. Ximilyuminesentsiya moddada kimyoviy jarayonlar uygʻotadi.

7. Tribolyuminesentsiya moddaga mexanik taʼsir koʻrsatganda paydo boʻladi, masalan, majaqlaganda.

8. Ionolyuminesentsiya moddaga ionlar dastasi bilan taʼsir koʻrsatganda kuzatiladi va hokazo.

Fotolyuminesentsiya. Stoks va antistoks lyuminesentsiya. Biz koʻproq ishlatiladigan fotolyuminesentsiyaning kengroq qarab chiqamiz. Fotolyuminesentsiya

spektrlarini eksperimental o'rganishlar shuni ko'rsatadiki, ularning spektri odatda uyg'otuvchi nurlanish spektridan farq qiladi. Lyuminesentsiya spektri va uning maksimumi uyg'otish uchun foydalanilgan spektrga nisbatan uzunroq to'lqinlar tomonga birmuncha siljigan bo'ladi. *Stoks qoidasi* deb ataladigan bu qonuniyatni nazariy tushuntirish oson: YUtilayotgan kvantning energiyasi $h\nu_0$ qisman energiyaning boshqa turlariga o'tadi, masalan, issiqlikka o'tadi. SHuning uchun lyuminesentsiya kvantining $h\nu$ energiyasi $h\nu_0$ dan kam bo'lishi kerak. Binobarin, $\nu < \nu_0$ da $\lambda > \lambda_0$, bunda λ va λ_0 – yutilgan va chiqarilgan kvantlarga mos to'lqin uzunliklari.

Ba'zan *antistoks* deb ataladigan lyuminesentsiya ham uchraydi, bunda $\lambda < \lambda_0$. Kvantni avval uyg'ongan molekula yutganda bu hol ro'y beradi. U vaqtda lyuminesentsiya kvantiga yutilgan foton energiyasining bir qismidan tashqari yana molekulaning uyg'onish energiyasi ham kiradi. Bu holda $h\nu > h\nu_0$ va $\lambda < \lambda_0$ bo'lishi tushunarli.

Lyuminesentsiyaning qo'llanilishi. Yoritish texnikasida lyuminesentsiyadan lyuminesent lampalarda ishlatiladi. Lyuminesent lampa elektr tarmog'iga drossel va startyor (elektrodlarni oldindan qizdirish uchun xizmat qiladi) orqali ketma-ket ulanadi.

Lampada paydo bo'ladigan gaz razryad simob bug'larining elektrolyuminesentsiyasini vujudga keltiradi. Bu lyuminesentsiya spektrida ko'rinadigan yorug'lik bilan birga to'lqin uzunligi $\lambda = 257 \text{ nm}$ bo'lgan ultrabinafsha nurlanish ham bo'ladi; bu nurlanish lampaning ichki devoriga surkalgan lyuminoforming fotolyuminesentsiyasini uyg'otali.

SHunday qilib lyuminesent lampada energiya ikki marta o'zgaradi: dastlab elektr energiyasi simob bug'larining ultrabinafsha nurlanishiga aylanadi, keyin esa bu nurlanish lyuminoforming ko'rinadigan nurlanishiga aylanadi. Lyuminoforming tarkibini o'zgartirib talab qilingan fotolyuminesent lampa tayyorlash mumkin. SHunday yo'l bilan, oq yorug'lik, issiq-oq yorug'lik, sovuq-oq yorug'lik va kunduzgi yorug'lik lyuminesent lampalari tayyorlanadi.

Kunduzgi yorug'lik lyuminesent lampalari nurlanishining spektral tarkibi osmon gumbazining shimoliy qismi sochgan yorug'likka yaqin; sovuq-oq yorug'lik lampalari nurlanishining spektral tarkibi esa Quyosh radiatsiyasi spektriga o'xshash bo'ladi.

Lyuminesent lampalar tejamli (ularning foydali ish koeffitsienti cho'g'lanma lampalarnikidan 10 – 20 marta katta) va juda chidamli (ishlash muddati 10000 soatga etadi).

Katodolyuminesentsiya hodisasi elektronlar dastasi ta'sirida uyg'otiladi, masalan, *ostsillograf, televizor, radiolokator* va boshqa **elektron-nurli trubkalarda**

kuzatiladi. Katoddan chiqqan tez elektronlar ekranga surtilgan sezgir lyuminforlarni uygʻotadi. Lyuminestsentsiyalovchi ekranlarda yuqori yorqinlikka ega, elektronlar bombardirovkasiga oʻta chidamli va katta fazoviy ajratish qobiliyatiga ega boʻlgan kristallofosforlar qoʻllaniladi. Katta keyin shuʻlalanishga ega hamda lyuminestsentsiyasi tez soʻnadigan ekranlar maqsadga koʻra qoʻllaniladilar.

Lyuminestsent analizda lyuminestsentsiyadan keng foydalanadilar. Lyumnestseng analiz metodida ultrabinafsha nurlar bilan uygʻotilgan fotolyuminestsentsiya spektriga qarab moddaning tarkibi aniqlanadi. Lyuminestsent analiz metodi juda sezgir boʻlganidan moddaning kimyoviy tarkibidagi juda kichik oʻzgarishlarni aniklash va batamom bir xil tuyulgan obʻektlardagi farani topish imkonini beradi.

Fotolyuminestsentsiya yordami bilan mashinalar detallari va boshqa buyumlar sirtidagi nchgichka yoriqlarni (darz ketgan joylarni) ham paykash mumkin (*lyuminestsent defektoskopiya*).

Lyuminestsentsiya yana lyuminestsent analiz maqsadlarida xalq xoʻjaligining turli sohalarida qoʻllaniladi. Uning yaxshi tomoni shundan iboratki, lyuminestsentsiya spektrida hatto 10^{-8} g massadagi kirishmalarni ham aniqlash imkonini beradi.

Elektrolyuminestsentsiya hodisasi hozirgi zamonda yorugʻlik chiqaruvchi diodlar, displeylarni olishda ishlatilmoqda.

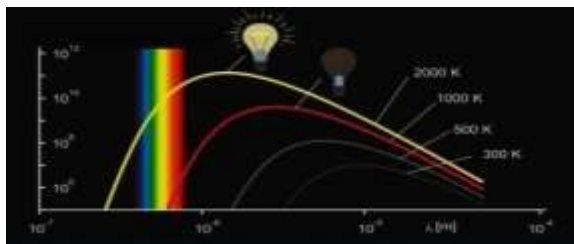
Nazariy savollar

1. Yorugʻlik interferentsiyasi. Interferometrlar.
2. Yorugʻlik ifraksiyasi. Gyuygens-Frenel prinsipi.
3. Yorugʻlikning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorugʻlik.
4. Nurning ikkilanib sinishi.
5. Qutblovchi prizmalar. Malyus qonuni.
6. Fotolyuminestsentsiya va ultrabinafsha nurlanish.
7. Rentgenolyuminestsentsiyani rentgen nurlari uygʻotadi.
8. Radiolyuminestsentsiyani radioaktiv nurlanish, yaʼni atom yadrosi boʻlingan paytda paydo boʻluvchi α -, β - va γ -nurlanishlar, uygʻotadi
9. Katodolyuminestsentsiyani elektronlar dastasi ostsillograf, televizor, radiolokator va boshqa elektron-nurli trubkalarda kuzatiladi.
10. Xemilyuminestsentsiya moddadagi kimyoviy jarayonlar uygʻotadi.
11. Tribolyuminestsentsiya moddaga mexanik taʼsir koʻrsatganda paydo boʻladi, masalan, majaqlaganda.
12. Ionolyuminestsentsiya moddaga ionlar dastasi bilan taʼsir koʻrsatganda kuzatiladi.
13. Yorugʻlik difraksiyasi nima.
14. Difraksiya yoʻz berishi uchun qanday shart bajarilishi kerak.
15. Gyuygens prinsipi.

16. Frenel-gyuygens prinsipi
17. Frenel zonalari.
18. Doiraviy teshikdan hosil bo'ladigan frenel difraksiyasi.
19. Fraungofer difraksiyasi.
20. Bitta tirqishda ko'zatiladigan difraksiya maksimum va minimum shartlar.

V bob ATOM FIZIKASI

5.1. ISSIQLIKNING NURLANISH QONUNLARI



Nurlanish turlari

Nurlanishlar ikki turda bo'lishi mumkin.

1. Muvozanatsiz nurlanishlar
2. Muvozanatli nurlanishlar

Issiqlik nurlanishidan tashqari boshqa barcha energiyalar hisobiga hosil bo'luvchi nurlanishlar muvozanatsiz nurlanishlar yoki lyumenisensiya deyiladi. Muvoza-natsiz nurlanishlarga quyidagi nurlanishlarni misol keltirishimiz mumkin.

- a) xemilyumenesensiya;
- b) fotolyumenesensiya;
- c) elektrolyumenesensiya;
- d) katodolyumenesensiya;
- e) biolyumenesensiya.



Kovakdagi muvozanatli nurlanish.

> Elektromagnit nurlanishlarning tabiatda eng ko'p tarqalgan turi *issiqlik nurlanishi* hisoblanadi. Issiqlik nurlanishi jism atom va molekulalarining issiqlik harakati tufayli, ya'ni jismning ichki energiyasi hisobiga hosil bo'ladi.

Shuning uchun ham issiqlik nurlanishi nur chiqarayotgan jismning sovushiga olib keladi.

> o'ziga tushayotgan barcha to'liq uzunlikdagi nurlanishlarni batamom yutib oladigan jismga *absolyut qora jism* deyiladi.



> Eksperimentator yaratgan absolyut qora jism – bu tor tirqishli kovakdir ($a \ll 1$). Ideal silliq sirt bilan o‘ralgan bo‘shliq *kovak* deyiladi.

Kovak ichida mutlaq vacuum bo‘lganda ham elektromagnit to‘lqinlar chiqarilishi va yutilishi hisobiga jismlar bir-biri bilan o‘zaro energiya almashib issiqlik muvozanatiga kelishi mumkin.

Termodinamik issiqlik muvozanatida kovakdagi nurlanishning makroskopik holati vaqt bo‘yicha Muayyan temperaturaga jismlar bilan ushbu termodinamik muvozanati *muvozanatli nurlanish* yoki *qora nurlanish* deb ataladi.



Prevo qoidasi

Agar ikki jism turli miqdorda energiya yutsa, ular turli miqdorda energiya chiqarishi kerak. Tajribada pastda turgan tomchi joyidan qo‘zg‘almaydi. Buning sababi jism qancha energiya yutsa shuncha energiya chiqarishidir. Mana shunday ko‘rinishdagi tajriba biror sirtning yutish qobiliyati uning nurlanish qobiliyatiga proporsional deb xulosa chiqarish imkonini beradi.



Kirxgof qonuni

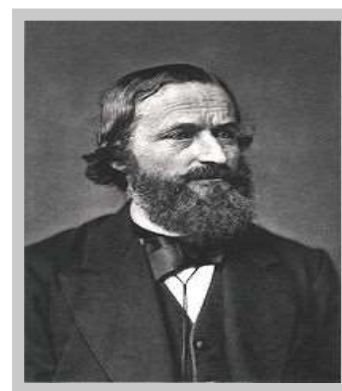
Jismlar nur chiqarishi yoki uni yutishi mumkin. Birlik yuza sirtidan birlik vaqt ichida chiqayotgan nurlanish energiyasiga jismning **nurlanish qobiliyati** deyiladi va ***r*** bilan belgilanadi. Jismga tushayotgan nurlanishning qanday ulushini (qismini) yutilishini xarakterlaydigan kattalik jismning **nuryutish qobiliyati** deyiladi va ***a*** harfi bilan belgilanadi.

Absolyut qora jism uchun $a = 1$

Absolyut qora bo‘lmagan jismlar uchun $a < 1$

Ideal silliq sirt ko‘zgu uchun $a = 0$

Muayyan temperaturada har qanday jismning nurlanish qobiliyatini yutish qobiliyatiga nisbati jismning tabiatiga bog‘liq emas va bu nisbat absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga teng, ya’ni



Gustav Kirxgof
1824 - 1887

$$\frac{r_1}{\alpha_1} = \frac{r_2}{\alpha_2} = \frac{\varepsilon_{qora}}{1} = \varepsilon_{qora} \quad (5.1)$$

ε_{qora} -absolyut qora jismning nurlanish qobiliyati chunki absolyut qora jism uchun $\alpha = 1$. Bunda $\beta_1, \beta_2, \dots, \alpha_1, \alpha_2, \dots$ - turli jismlarning nurlanish va nur yutish qobiliyati.

Kriqgof qonuni ta'rif: berilgan temperaturada har qanday jismning nurlanish qobiliyatining nur yutish qobiliyatiga nisbati o'zgarmas kattalikdir, absolyut qora jismning shu temperaturadagi nur chiqarish qobiliyatiga tengdir.

Bu qonun jismlarning spektral nurlanish qobiliyati uchun ham o'rinlidir

$$\frac{\alpha_\lambda}{\beta_\lambda} = \varepsilon_\lambda \quad (5.2)$$

ε_λ - absolyut qora jismning spektral nurlanish qobiliyati

Stefan-Bolsman qonuni



Yozef Stefan

Ta'rif: Absolyut qora jismning to'la nurlanish qobiliyati absolyut temperaturaning to'rtinchi darajasiga to'g'ri proporsional.

$$E_{\lambda T} = \sigma T^4 \quad (5.3)$$

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Wt}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$ -Stefan-Boltsman doimiysi Agar jism

absolyut qora bo'lmasa ya'ni kulrang jism bo'lsa, u holda yuqoridagi formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$E_{\lambda T} = \varepsilon \sigma T^4 \quad E\text{-issiqlik nurlanishi koeffitsenti.}$$

Vinning siljish qonuni

1893-yilda nemis fizigi Vilgelm Vin issiqlik nurlanishi energiyasining to'liq uzunliklar bo'yicha taqsimotini nazariy jihatdan o'rganib chiqdi.

Ta'rif: Absolyut qora jism nurlanish spektrida maksimal energiyaga to'g'ri keladigan to'liq uzunligi absolyut temperaturaga teskari proporsionaldir.



Boltsman



Wilhelm Vin

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (5.4)$$

bu yerda $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ -Vin doimiysi

Vin qonuniga ko'ra qizigan jismlarning spektriga qarab ularning temperaturasini aniqlashda optik pirometriya usulidan foydalaniladi.



**Jon Uilyam Strett
(lord Reley)**

Reley-Jins qonuni.

Klassik statistik mexanika va Maksvell elektrodinamikasi qonunlariga muvofiq (termodinamika, optika va elektrodinamika g'oyalari birlashmasi) ravishda Kirxgofning ikkinchi masalasini xal qilishda dastavval D.U.Reley (1842-1911), sal keyinroq D.D.Jins (1877-1941) kirishdi. Ular bu masalani yechishda klassik statistika fizikasining energiyaning teng taqsimlanishi teoremasiga asoslanishdi. Reley va Jins yopiq kovak ichki devoir ossillatorlar (atomlar) majmuasidan tashkil topgan va ushbu ossillatorlar bilan kovak ichidagi nurlanishlar orasida energiya almashuvi vujudga Kelishi kovak mumkin dedilar. U holda muvozanatli nurlanish sharoitida ichida turhun to'liqlar to'plami (sistemi) yoki tebranish turlari (modalari) hosil bo'ladi.



**Jeyms
Xopvud Jins**

Har bir turg'un to'liqlar tebranish modasi (turi) deyiladi. Energiyaning teng taqsimlanishi teoremasiga binoan elektromagnit nurlanishning har bir erkinlik darajasi o'rtacha kT energiyaga ega bo'ladi (k - boltsman doimiysi).

Agar kovak I o'lchamli kub shaklidagi quti ko'rinishida bo'lsa, u holda hajm birligidagi to'la modalar soni dN quyidagi formula yordamida topiladi:

$$\frac{dN}{V} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \quad (5.5)$$

Bu yerda hajm birligiga to'g'ri keluvchi modalar soni $\frac{dN}{V}$ - ni bitta erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi energiya $\langle E \rangle$ ga ko'paytirsak u holda kub shaklidagi kovak ichidagi energiya zichligi $u_\nu(T)$ quyidagiga teng bo'ladi:

$$r_\nu(T) = \frac{dN}{V} \langle E \rangle = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \langle E \rangle \quad (5.6)$$

Klassik statikada bitta erkinlik darajasiga to‘g‘ri keluvchi energiya $\frac{1}{2}kT$ ga teng. Tebranayotgan sistemada esa kinetik va potensial energiyalarning o‘rtacha qiymatlari bir biriga teng bo‘ladi. Demak biz qarayotgan sistemada o‘tta erkinlik darajasiga to‘g‘ri keluvchi energiya quyidagicha ifodalanadi:

$$\langle E \rangle = E_k + E_p = 2E = 2 \cdot \frac{1}{2}kT = kT \quad (5.7)$$

Bundan yuqoridagi ifoda quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$r_\nu(T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \quad (5.8)$$

Bu ifoda Reley-Jins formulasi deyiladi. r_ν - issiqlik nurlanish spektrida energiya taqsimlanishining zichligi

“Ultrabinafsha halokat”

$$r_\nu(T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \quad (5.9)$$

Yuqoridagi formulada $\nu \rightarrow \infty$ bo‘lsa u holda, $r_\nu \rightarrow \infty$ munosabat hosil bo‘ladi:

$$r_\nu = \int_0^\infty u_\infty d\nu \quad (5.10)$$

ifoda hosil bo‘ladi. Bu esa “ultrabinafsha halokat” deyiladi. Kvant fizikasi asoschilaridan biri P.Erenfest uning cheksiz katta qiymatga ega bo‘lgan jism va uning nurlanishi orasidagi muvozanatga faqat absolyut nolda erishilishi mumkin degan fikrni bildirdi. Bunday xulosa tajriba natijalariga ziddir, chunki aslida har qanday temperaturada jism – nurlanish sistemasi muvozanatda bo‘lishi kerak. Klassik fizika asosida chiqarilgan Reley-Jins formulasi absolyut qora jism issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotalar sohasini tushuntira olmadi.

Vin formulasi

1896-yilda nemis olimi Vin har bir tebranish modasi energiyani tashuvchisidir degan g‘oyani taklif qildi. Bunda hamma modalar ham uyg‘ongan holatda bo‘lmaydi. Uyg‘ongan modalar nibiy soni esa Bolsman taqsimotiga ko‘ra topiladi

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-E/kT} \quad (5.11)$$

budan biror ν chastotaga to‘g‘ri keluvchi o‘rtacha energiya quyidagicha bo‘ladi

$$\overline{E} = E \frac{\Delta N}{N} = E \cdot e^{-E/kT} \quad (5.12)$$

Vin bundan har bir modaning energiyasi chastotaga to'g'ri proporsional degan xulosaga

$$E = \alpha \nu,$$

α – proporsionallik koeffitsiyenti.

bundan Vin formulasi quyidagicha yoziladi:

$$r_\nu = \frac{8\pi\alpha\nu^3}{c^3} e^{-\alpha\nu/kT} \quad (5.13)$$

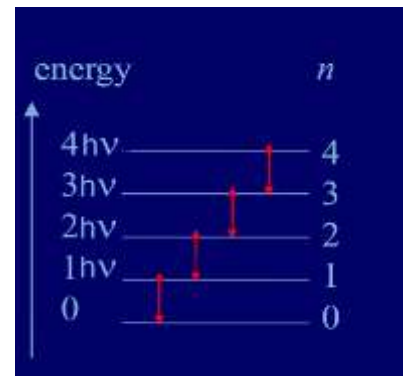
Plank gipotezalari

1. Absolyut qora jism ossillyatorlari uzluksiz ravishda energiya nurlanmaydi. Nurlanish faqat ossillyatorlar tebranishi amplitudasining o'zgarganida sodir bo'ladi, ya'ni ossillyator yuqori amplitudali tebranishdan kichik amplitudali tebranishga o'tganda nurlanish chiqaradi yoki aksincha, past amplitudali tebranishdan yuqori amplitudali tebranishga o'tganda ossillyator energiya yutadi. Tebranish amplitudasi yuqori holatdan kichik holatga o'tganda ossillyator energiya nurlaydi, amplituda kichik holatdan yuqori holatga o'tganda ossillyator energiya yutadi.



Maks Plank

2. Absolyut qora jism ossillyatorlari diskret energiyalar to'plamiga ega bo'ladi. U istalgan energiya qiymatida bo'la olmaydi. Ossillyatorlar energiyani alohida-alohida portsiyalar (kvantlar) ko'rinishida chiqaradi yoki yutadi. Bu energiyalar qiymati chastotaga to'g'ri proporsional bo'ladi.



$$E = h\nu$$

$h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s - Plank doimiysi Ossillyator nurlanishining energiyasi bu kattalikka karrali bo'ladi va diskret ko'rinish kasb etadi.

$$E = nh\nu \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Plank formulasi

Plank gipotezasiga ko'ra ossilyatorning o'rtacha energiyasi

$$\overline{E} = \frac{h\nu}{e^{kT} - 1} \quad (5.14)$$

Plank o'z gipotezasi asosida absolyut qora jism issiqlik nurlanishining to'liq spektrida energiya taqsimlanishining zichligini ifodalaydigan interpoliyasion formulasini taklif qildi:

$$r_\nu = \frac{8\pi\alpha\nu^3}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{kT}-1} \quad (5.15)$$

Kichik chastotalarda Plank formulasi Reley-Jins formulasiga aylanadi.

Katta chastotalarda Plank formulasi Vin formulasiga aylanadi.

Atomning har bir diskret holati o'z energiyasi bilan xarakterlanadi. Atom bunday holatda ma'lum vaqt bo'la oladi, bunday holat statsionar holat deyiladi. Atom energiyasi yuqori bo'lgan holatdan energiyasi kichik bo'lgan boshqa holatga o'tganda holatlar orasidagi energiya farqi ΔE ni yorug'lik kvanti sifatida chiqaradi. Bunda chiqarilgan energiya chastotasi

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \quad (5.16)$$

ko'rinishda aniqlanadi.

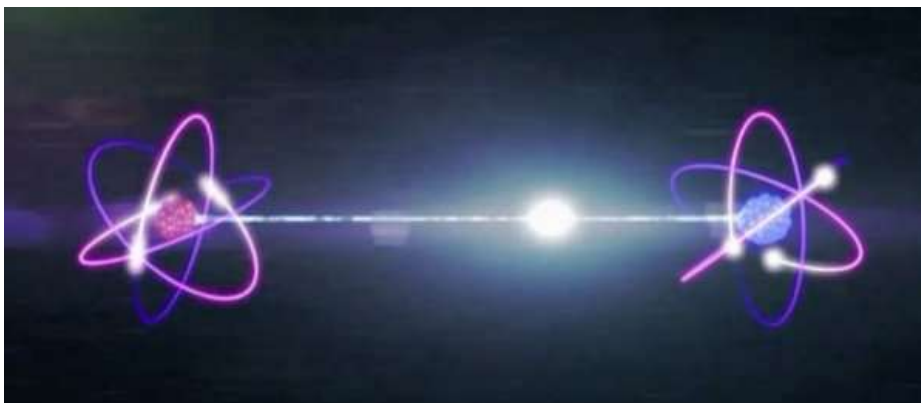
Xuddi shunday atom energiyasi kichik bo'lgan stasionar holatdan energiyasi yuqori bo'lgan stasionar holatga o'tishi mumkin. Lekin buning uchun atomga tashqaridan ΔE energiya berish kerak. Bunda atom chastotasi $\nu = \frac{\Delta E}{h}$ bo'lgan yorug'lik kvantini yutadi.

Spontan va majburiy o'tishlar. Atomning energiyasi yutish yoki chiqarish bilan bir stasionar holatga o'tishi haqidagi tasavvurlardan foydalanib, Eynshteyn taklif qilgan usul yordamida absolyut qora jism nurlanishi uchun Plank formulasini chiqarish mumkin.

Devorlari ma'lum bir T temperaturagacha qizdirilgan yopiq bo'shliq (shakl) bo'lsin. Bu idish devorlari fotonlarni ham yutadi, ham nurlaydi (chiqaradi). fotonni nurlaganda atom yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tadi, fotonni yutishida esa pastki energetik sathdan yuqorisiga o'tadi.

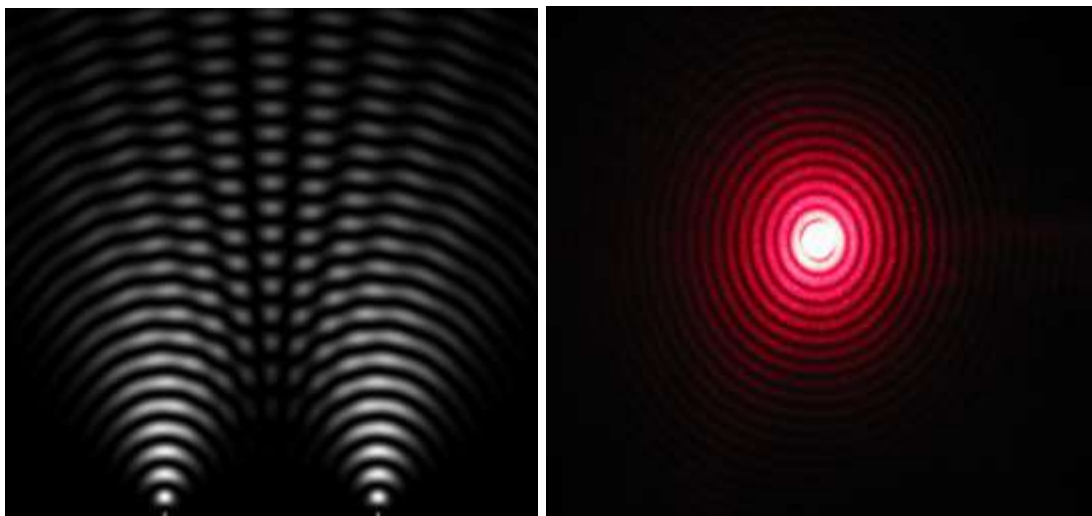
Shunday qilib, atom pastki energetik holatdan yuqori energetik holatga o'tishi uchun fotonni yutish kerak. Bunday o'tish majburiy o'tish bo'ladi. Majburiy o'tishda atomga nurlanish maydoni ta'sir qilish kerak (ya'ni atomga tashqaridan energiya berishi kerak). Atomga tashqi nurlanish maydoni ta'sir qilmaganda, atom o'z-o'zidan yoki spontan ravishda pastki energetik sathdan yuqori energetik sathga o'tmaydi, chunki bu energiyaning saqlanish qonuniga ziddir. Atomning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tishi ikki xil bo'lishi mumkin: birinchisi, majburiy o'tish, bu o'tish atomga nisbatan tashqi sabablar ta'sirida bo'ladi; ikkinchisi, spontan o'tish, bu o'tish atomdagi ichki sabablar ta'sirida bo'ladi.

5.2.ELEKTROMAGNIT NURLANISHNING KORPUSKULYAR XUSUSIYATLARI



Yoruglikning to'liqin xususiyatlari

19-asrning o'rtalariga kelib, yoruglikning to'liqin tabiatga ega ekanligi to'liq tasdiqlandi. Bu tasdiq interferentsiya va difraktsiya hodisalarida o'z aksini topdi.



Yoruglikning korpuskulyar xususiyatlari

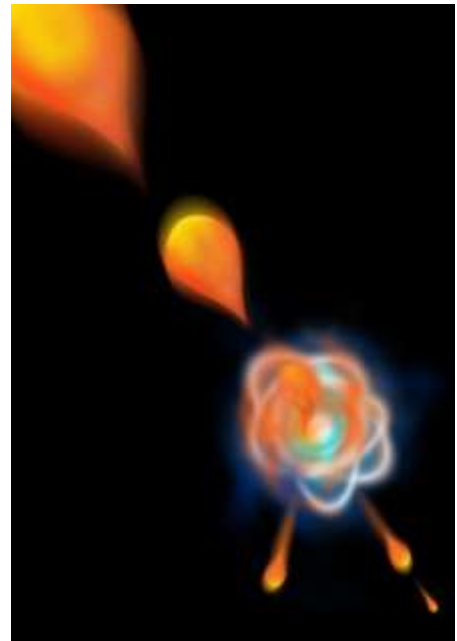
Yorug'likning to'liqin nazariyasi hamma optik hodisalarni ham tushuntira olmas edi. Masalan: absolyut qora jismning nurlanishi. Shundan keyin 1900-yilda nemis olimi Plank empirik ravishda tajriba hulosalariga mos keluvchi formulani topdi. Bu formula yangi kvant tasavvurlarni xosil blishidagi dastlabki qadam edi. Plank gipotezasiga asosan modda tomonidan yorug'likning nurlanishi va yutilishi uzlukli ya'ni portsiyalab–portsiyalab amalga oshiriladi. Plank nurlanayotgan yoki yutilayotgan yorug'lik kvantini energiyasini quyidagicha ko'rsatdi:

$$E=h\nu$$


bu erda h –Plank doymisi bo‘lib, uning qiymati $h=6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$

Plankning fikricha yorug‘likning kvant xususiyati nurlanish va yutilish momentlaridagina ya’ni, yorug‘likni modda bilan ta’siri vaqtida namoyon bo‘ladi. Yorug‘likning fazoda tarqalishi esa uzluksiz ravishda sodir bo‘ladi va Maksvellning klassik tenglamalari bilan ifodalanadi.

Nazariy va ekspremental natijalarga asosan Eynshteyn yorug‘lik fazoda tarqalishida o‘zini qandaydir zarralar to‘plami kabi tutadi degan fikrni bildirdi. Keyinchalik bu zarralar yorug‘lik kvantlari yoki foton deb nomlandi.



Yorug‘lik kvanti uchun saqlanish qonunlari.

Foton va elektrondan tashkil topgan sistemani to‘qnashguncha bo‘lgan energiyasi va impulsini E va P , to‘qnashish sodir bo‘lgandan so‘ng sistemaning energiyasi va impulsini E' va P' bo‘lsin, u holda energiya va impulsning saqlanish qonunlari quyidagicha bo‘ladi:

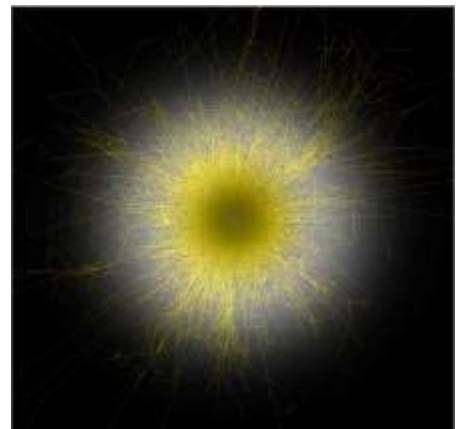
$$hv + E = hv_1 + E'$$

$$\hbar \vec{k} + P = \hbar \vec{k}_1 + P'$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad \vec{k}$$

-Plank doimiysi; $\vec{k}$ -to‘lqin vektori

Yuqoridagi fotonlarning biror-bir mikrozarralar bilan o‘zaro ta’sirini xarakterlovchi saqlanish qonunlaridir.



Foton-elektron sistemasi uchun impuls va energyaning saqlanish qonunlari

	Тўқнашгунча		Тўқнашувдан сўнг	
	Импульс	Энергия	Импульс	Энергия
Электрон	0	m_0c^2	mv	mc^2
Фотон	$p = \frac{h}{\lambda}$	$E = \frac{hc}{\lambda}$	$p' = \frac{h}{\lambda'}$	$E' = \frac{hc}{\lambda'}$

Fotonlar

Foton tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lgan, yorug'lik tezligida harakatlanuvchi relativistik zarra hisoblanadi. U faqatgina harakatlanganda massaga ega bo'ladi. Shuning uchun ham uni harakatdagi zarra deyish mumkin. Maxsus nisbiylik nazariyasiga ko'ra, istalgan zarraning massasi quyidagicha topiladi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5.17)$$

Foton uchun $v=c$ bo'lganligi uchun uning energiyasi cheksizlikka intiladi bu esa uning doimiy harakattaligini ko'rsatuvchi omildir.

$$E_2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (5.18)$$

Bundan impuls quyidagiga tengligi ko'rinib turibdi:

$$P = \frac{E}{c} \quad (5.19)$$

Fotonning energiyasi $E=h\nu$ ekanligini hisobga olsak formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (5.20)$$

Rentgen spektrning qisqa to'lqin chegarasi

Rentgen trubkasida hosil qilingan rentgen nurlanishi ikki xil – tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlanishlaridan iboratligi aniqlangan.

Rentgen trubkasida katod va anod orasiga qo'yilgan tezlatuvchi elektr maydon ta'sirida tezlanish bilan harakatlanayotgan elektron atrofida davriy ravishda o'zgarib turadigan elektr maydoni davriy ravishda o'zgarib turadigan magnit maydonini yuzaga keltiradi, bu maydon o'z navbatida yana o'zgaruvchan elektr maydonini hosil qiladi va h.k. Shu tariqa tezlanish bilan harakatlanayotgan elektron atrofida elektromagnit to'lqinlar hosil bo'ladi. Elektromagnit to'lqin energiyasi fazoning har bir nuqtasida vaqt o'tishi bilan davriy ravishda o'zgaradi. Elektronning tormozlanishi deganda, uning atrofida elektr va magnit maydonlarining o'zgarishi tushuniladi. Elektr va magnit maydonlarining o'zgarishi esa elektromagnit to'lqin nurlanishini hosil qiladi. Shu nurlanish tormozlanish rentgen nurlanishidir. Tormozlanish rentgen nurlanishining spektri tutash bo'lib, u to'lqin uzunligining minimal qiymati $\lambda_{\min}$ bilan chegaralangan bo'ladi.

Rentgen trubkasida anod va katod orasidagi potentsiallar farqining bir necha qiymatlarida ($U_1=30$ kV, $U_2=40$ kV, $U_3=50$ kV) hosil bo'ladigan tormozlanish rentgen nurlanishining tutash spektri rasmda keltirilgan. Katod va anod orasidagi potentsiallar farqi $U=U_1$ bo'lganda spektr to'lqin uzunligining qandaydir $\lambda=\lambda_{\min 1}$ qiymatidan boshlanadi: katod va anod orasidagi potentsiallar farqi $U=U_2$ bo'lganda,

spektrning qisqa to‘lqinli chegarasi chap tomonga siljiydi, spektrning intensivligi esa ortadi, bu vaqtda spektr qisqa to‘lqin uzunliklar sohasida $\lambda_{\min 2}$ bilan chegaralangan bo‘ladi. U yana oshirilib $U=U_3$ bo‘lganda spektr $\lambda=\lambda_{\min 3}$ bilan chegaralanadi. Tormozlanish rentgen nurlanishi spektrining tutash bo‘lishini va qisqa to‘lqinlar uzunliklari sohasida $\lambda_{\min}$ bilan chegaralanishi quyidagicha izohlash mumkin. Katod va anod orasidagi tezlatuvchi elektr maydoni ta‘sirida elektron $E_1=eU$ energiyaga erishadi va anod materialida tormozlanib to‘xtaydi. Bunda elektron energiyasining E_2 qismi anod materialini qizdirishga sarf bo‘ladi. Energiyaning qolgan qismi esa tormozlanish rentgen nurlanishining energiyasi, ya‘ni rentgen kvanti energiyasi sifatida ajralib chiqadi. Demak, tormozlanish rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $h\nu=E_1-E_2$ kattalikka teng bo‘ladi, ν – rentgen kvantining chastotasi, λ esa uning to‘lqin uzunligi. $E_2=E_1$ bo‘lganda elektron energiyasi faqat anodni qizdirishga sarflanadi, $E_2=0$ bo‘lganda esa elektron energiyasi butunlay rentgen kvanti energiyasiga aylanadi. E_2 ning qiymati E_1 dan 0 gacha bo‘lgan oraliqda o‘zgarishi mumkin. Elektron energiyasining anodni qizdirishga sarflanadigan qismi E_2 har xil kattalikda bo‘lishi mumkinligi uchun har xil energiyali rentgen kvantlari nurlanadi. Bu esa tormozlanish rentgen nurlanishining spektri tutash bo‘lishini ko‘rsatadi. Har bir nurlanish kvantining energiyasi anodga urilayotgan tez elektronlar energiyasidan katta bo‘la olmaydi, ya‘ni

$$eU = h\nu_{\max} \quad (5.21)$$

yoki

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad (5.22)$$

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} \quad (5.23)$$

formulada $\lambda_{\min}$ – tutash rentgen spektrning qisqa to‘lqinli chegarasini fodalaydi, c – yorug‘lik tezligi, h – Plank doimiysi, e – elektronning zaryadi, U – rentgen trubkasidagi potentsiallar farqi.

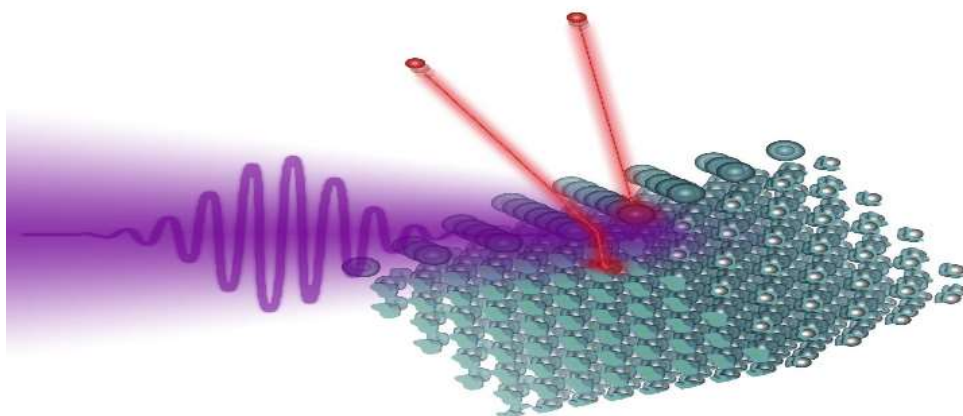
Rentgen trubkasida U – kilovoltlarda o‘lchanganda

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} = \frac{12,40}{U} \text{ \AA}$$

Spektrning qisqa to‘lqinli chegarasi antikatod materialiga bog‘liq bo‘lmaydi, balki faqat trubkadagi potentsiallar farqiga bog‘liq bo‘ladi. Formuladan ko‘rinadiki, potentsiallar ayirmasi ortishi bilan tutash spektrni chegaralovchi to‘lqin uzunligi qisqarib boradi, bunda spektrning intensivligi ortadi. Formuladan foydalanib Plank doimiyligi h ni aniqlash mumkin.

Fotoeffekt va kompton effekt

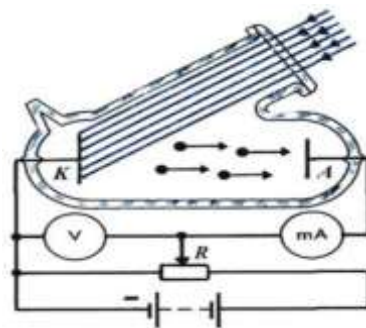
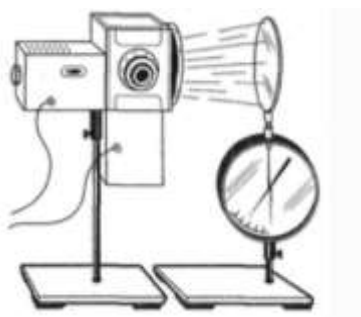
Fotoeffekt hodisasining qisqacha ochilish tarixi



Fotoeffekt yorug'lik ta'sirida jismdan elektronlarning ajralib chiqishidir. Bu hodisa 1887-yili G. Gerts tomonidan kuzatildi.



G. Gerts



Yorug'lik ta'sirida jismdan elektronning ajralib chiqishiga Fotoeffekt deb ataladi. Fotoeffekt bo'yicha miqdoriy tekshirishlarni rus fizigi A.G. Stoletov bajardi. F. Leonard va Tomson 1898–yili katoddan ajralib chiqayotgan zarralarning magnit maydonda og'ishiga asoslanib, ularning solishtirma zaryadini aniqladilar. Bundan esa katoddan ajralayotgan zarralar elektronlar degan fikr tug'ildi.



Filipp Leonard



Jozef Tomson

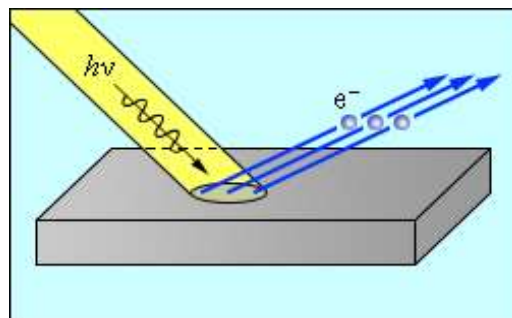


A.G. Stoletov

Fotoeffektning asosiy tushunchalari

Yorug'lik ta'sirida moddadan ajralib chiqqan elektronlar fotoelektronlar deyiladi.

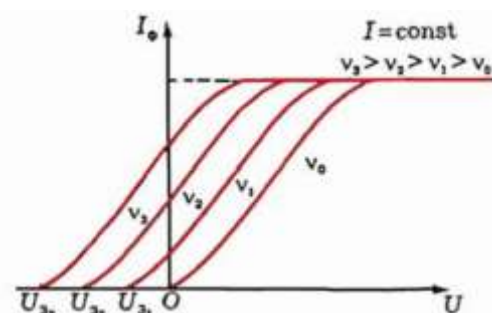
Yorug'lik ta'sirida katod sirtidan manfiy zaryadli zarralar chiqadi va ular anod tomon harakatlanib, zanjirda elektr tokini hosil qiladi. Bu tok fototok deb ataladi.



Havosi so'rib olingan shisha idish ichidagi katod tekshirilishi lozim bo'lgan metall bilan qoplangan asbob fotokatod deb ataladi.

Elektronlarning anodga etib borishi uchun to'sqinlik qiluvchi potensial tormozlovchi potensial deyiladi.

Kuchlanishning biror qiymatidan boshlab fototok o'zgarmay qoladi, ya'ni to'yinadi. Yoki, fotoelektronlarning barchasi, anodga yetib boradi. Fototokning bu qiymati to'yinish toki deb ataladi.



Gers razryadli ochiq konturda elektr tebranishlarini uyg'otish orqali elektromagnit to'lqinlar generatsiyasini hosil qilishda katod ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda, razryadnikning metall elektrodleri orasida uchqunning uzunligi uzayishini kuzatgan yoki boshqacha aytganda, metall elektrodga tushayotgan ultrabinafsha nurlar katod va anod orasida hosil bo'ladigan uchqunning uzunligini uzaytiradi. Kuzatilgan bunday hodisaning mohiyati V.Galvaks, A.Stoletov, P.Lenard va boshqa olimlarning bu borada o'tkazgan tajribalarida tushuntirildi.

Gers kuzatgan hodisaning mohiyati shundan iboratki, manfiy zaryadlangan katodni ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda katod manfiy zaryadini yo'qotishi kuzatilgan. Musbat zaryadli anod yoritilganda zaryad yo'qotilishi kuzatilmagan. 1897-yilda Dj.Tomson elektronni kashf qildi. 1898-yilda Tomson va Lenardlar o'tkazgan tajribalarida modda yoritilganda undan ajralib chiqayotgan zarralarning magnit maydonida og'ishiga asoslanib, ularning solishtirma zaryadini (e/m kattalikni) aniqladilar. Bu bilan yorug'lik ta'sirida katoddan ajralib chiqadigan zarralar manfiy zaryadli elektronlar ekanligini aniqladilar. Yorug'lik ta'sirida (ultrabinafsha, ko'zga ko'rinadigan, infraqizil va boshq.) metallardan elektronlarning ajralib chiqishi fotoelektrik effekt yoki fotoeffekt deb ataldi. Yorug'lik ta'sirida metallardan ajralib chiqqan elektronlar fotoelektronlar deyildi.

Stoletov o'z tajribalari asosida fotoeffekt hodisasini o'rganish usullarini va asosiy miqdoriy qonunlarini ishlab chiqdi. Lenard katodga tushayotgan ultrabinafsha nurlar katod materialidan elektronlarni urib chiqarishini isbotladi.

Fotoeffekt hodisasi yorug'lik kvantlari metall atomlaridagi bog'langan elektronlar bilan ta'sirlashganda yuz beradi. Elektronning atomda bog'lanish energiyasi qancha katta bo'lsa, fotoeffekt hodisasi sodir bo'lishining ehtimoliyati shuncha katta bo'ladi. Bu ehtimoliyat $s f - \text{element zaryadi } Z \text{ ga kuchli bog'liq, ya'ni } s f \sim Z^5$. Bundan tashqi fotoeffekt hodisasi yorug'lik tushayotgan metallning kimyoviy xossasiga, sirtining silliqqligi va tozalik darajasiga bog'liqligi tajribada aniqlandi. Fotoeffekt hodisasi yuzaga kelishining zaruriy sharti yoritilayotgan metall ustki qatlamiga tushayotgan yorug'likning sezilarli darajada yutilishidir. Fotoeffekt hodisasi metallar, dielektriklar, yarimo'tkazgichlar, elektrolitlarda yuzaga keladi. Ishqoriy metallar – litiy, natriy, kaliy, rubidiy, seziy fotoelektrik ta'sirga juda sezgir, ko'zga ko'rinadigan nurlar ta'sirida ham fotoeffekt hodisasi hosil bo'ladi. Erkin elektronlarda fotoeffekt hodisasi yuz bermaydi, chunki erkin elektronlar prinsipial ravishda yorug'likni yuta olmaydi.

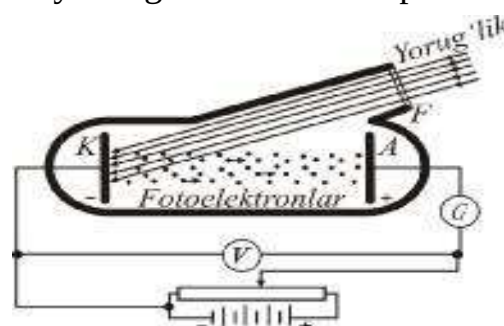
Fotoeffekt tashqi va ichki fotoeffektlarga ajraladi. Agar yoritilayotgan modda sirtqi qatlamidan elektronlar butunlay ajralib chiqib, boshqa muhitga o'tsa (masalan, vakuumga) bunday hodisa tashqi fotoeffekt deyiladi. Tashqi fotoeffekt hodisasi 1887-yilda G.Gers tomonidan kashf qilingan.

Agar elektronlar faqat o'z atomi bilan bog'lanishni “uzib” chiqib yoritilayotgan modda ichida “erkin elektron”ga aylanib qolsa bunday hodisa ichki fotoeffekt deyiladi. Ichki fotoeffekt hodisasi 1873-yilda U.Smit tomonidan kashf qilingan.

Ichki fotoeffektda tushayotgan yorug'lik ta'sirida valent energetik zonadagi elektronlarning bir qismi o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. Bunda yarimo'tkazgichda tok tashuvchilar konsentrasiyasi ortadi va fotoo'tkazuvchanlik yuzaga keladi. Ya'ni yorug'lik ta'sirida yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi ortadi. Elektronlarning turli energetik holatlarda qayta taqsimlanishi yarimo'tkazgichda ichki elektr maydonining o'zgarishiga olib keladi. Bundan esa yoritilayotgan ikki turli yarim o'tkazgichlar chegarasida elektr yurituvchi kuch (foto EYuK) paydo bo'ladi yoki yoritilayotgan yarimo'tkazgich va metall chegarasida ham foto EYuK yuzaga keladi. Chegara yaqinida o'tish qatlami paydo bo'ladi. Bu qatlam tokni faqat bir yo'nalishda o'tkazadi, ya'ni bu qatlam ventill xossalariga ega bo'ladi.

Tashqi fotoeffekt metallarda kuzatiladi. Masalan, elektroskopga ulangan manfiy zaryadlangan rux plastinkasi ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda elektroskop tezda zaryadsizlanadi, agar plastinka musbat zaryadlangan bo'lganda zaryadsizlanish kuzatilmaydi. Bundan ultrabinafsha nurlar metall plastinkadan (katoddan) manfiy zaryadlangan zarralarni ajratib chiqishini ko'rish mumkin.

Tashqi fotoeffekt hodisasi kuzatiladigan qurilma sxemasi rasmda keltirilgan. Havosi so'rib olinib



yuqori darajada vakuum hosil qilingan shisha idish ichiga anod – A va katod – K joylashtirilgan bo‘lib, ular orasida V – voltmeter bilan o‘lchanadigan potentsiallar farqi qo‘yilgan. Elektr zanjirida hosil bo‘ladigan elektr toki G – galvanometer bilan o‘lchanadi. Idish devoriga kvars «darcha» qo‘yilgan. Darchadan tushgan yorug‘lik nurlari bilan katod yoritilganda elektr zanjirida tok paydo bo‘ladi.

Bu tokni yorug‘lik ta’sirida katod sirtidan ajralib anodga tomon harakatlanayotgan manfiy zaryadli elektronlar hosil qiladi. Bunday hosil qilingan tok fototok deyiladi. Agar katod yoritilmasa elektr zanjirida fototok hosil bo‘lmaydi.

Yorug‘lik intensivligi va chastota doimiy bo‘lganda yorug‘lik intensivligi S1 va S2 bo‘lgan hollar uchun fototokning katod va anod orasiga qo‘yilgan potentsiallar farqiga bog‘liqligini ifodalovchi egri chiziqlar rasmda keltirilgan.

Katod va anod orasidagi maydon tezlatuvchi maydon bo‘lganda (katodda manfiy va anodda musbat) fototokning qiymati potentsiallar farqi U ga proporsional ravishda rasmda keltirilgandek ortib boradi.

Potentsiallar farqining biror qiymatidan boshlab fototok o‘zgarmay qoladi.

Rasmda egri chiziq gorizontaal to‘g‘ri chiziqqa o‘tadi. Bu chiziq maksimal tok kuchiga to‘g‘ri keladi. Tok kuchining bunday maksimal qiymati to‘yinish toki deyiladi. Yorug‘lik ta’sirida katod sirtidan ajralgan fotoelektronlarning hammasi anodga kelib tushganda to‘yinish toki hosil bo‘ladi. Potentsiallar farqining bundan keyingi ortishi to‘yinish fototok kuchini o‘zgartirmaydi. To‘yinish fototok kuchi yorug‘lik ta’sirida katoddan har sekunda chiqadigan elektronlar soni bilan aniqlanadi.

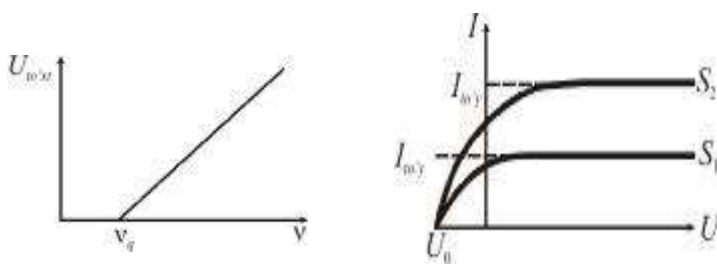
Lekin katodga tushayotgan yorug‘lik intensivligi o‘zgarganda, to‘yinish tokining qiymati ham o‘zgaradi. Buni rasmdagi grafiklardan ko‘rish mumkin. Grafiklarda $I_{t1} < I_{t2}$, chunki $S1 < S2$, rasmdan ko‘rinishicha, katod va anod orasidagi potentsiallar farqi nolga teng ($U=0$) yoki $U < 0$ bo‘lgan hollarda ham fototok yo‘qolmaydi, ya’ni $U=0$ bo‘lganda ham katoddan anodga tomon harakatlanayotgan elektronlar soni mavjudligi kuzatiladi. Bunday hol katod sirtidan qandaydir boshlang‘ich tezlik bilan ajralib chiqayotgan elektronlar soni mavjudligini va ular anodga yetib bora olishini ko‘rsatadi. Bu elektronlarni to‘xtatish va fototokni yo‘qotish uchun katod va anod orasiga tormozlovchi potentsiallar farqi ($U=-U_T$) qo‘yish zarur. Tormozlovchi potentsiallar farqi yorug‘lik intensivligiga bog‘liq bo‘lmaydi. Tormozlovchi potentsiallar katod sirtidan chiqayotgan elektronlar kinetik energiyasining ko‘rsatgichidir. Katoddan chiqayotgan elektronlardan tezligi, ya’ni kinetik energiyasi eng kata bo‘lgan elektronlarga anodga yetib boradi. Tormozlovchi potensial U_T qo‘yilganda katod sirtidan maksimal tezlik $v_{\max}$ bilan ajralgan elektronlar bu tezligini to‘liq ravishda yo‘qotadi, bunda fototok ham yo‘qoladi. U vaqtda energiyaning saqlanish qonuniga asosan quyidagi munosabatni yozish mumkin:

$$eU_T = \frac{1}{2} m_e v_{\max}^2 \quad (5.24)$$

Bu formulada m_e –elektron massasi, e –uning tezligi, $\vartheta_{\max}$ – elektronning maksimal tezligi, U_T – tormozlovchi potensial.

Tormozlovchi potensiallar farqining qiymatlarini tajribada o‘lchab, elektronlarning bu qiymatlarga to‘g‘ri keladigan kinetik energiyalarini formula yordamida hisoblash mumkin.

Rasmdagi grafiklarda ko‘rsatilgan to‘yinish fototokining mavjudligi va to‘yinish fototoki kuchining It yorug‘lik intensivligiga to‘g‘ri proporsionalligi, katod sirtidan vaqt birligida urib chiqarilgan elektronlar soni yorug‘lik intensivligiga proporsionalligini ko‘rsatadi. Bunday bog‘lanish Stoletov tomonidan tajribada aniqlangan.



Rasmda yorug‘lik chastotasi va tormozlovchi potensiallar farqi orasidagi bog‘lanishni ifodalovchi grafik tasvirlangan. Bu grafik tajriba natijalari asosida chizilgan.

Rasmdan ko‘rinishicha, tormozlovchi potensiallar farqi U_T ning qiymati (ya’ni fotoelektronlarning maksimal tezligi) va yorug‘lik chastotasi orasida chiziqli bog‘lanish mavjud. Chastotaning biror nq qiymatida fotoelektronlarning tezligi nolga teng bo‘ladi. Chastotaning bu qiymati chegara hisoblanadi. Bu shunday chegaraviy chastotaki, bu chastotadan past chastotalarda fotoeffekt kuzatilmaydi. n_q – fotoeffekt sodir bo‘lishining chegaraviy chastotasi yoki fotoeffektning “qizil” chegarasi deyiladi, ya’ni $n_{ch}=n_q$ bo‘ladi. $N < n_q$ chastotali yorug‘lik fotoeffekt hodisasini yuzaga keltirmaydi. Fotoeffekt $n > n_q$ chastotali yorug‘lik ta’sirida kuzatiladi. Chegaraviy chastota (n_{ch})ga mos bo‘lgan to‘lqin uzunligi λ_q ham fotoeffektning qizil chegarasi deb aytiladi, ya’ni

$$\lambda_q = \frac{c}{\nu_q} \quad (5.25)$$

Stoletov va boshqa olimlar tomonidan fotoeffekt hodisasini o‘rganishda o‘tkazilgan tajribalar natijalari asosida tashqi fotoeffekt uchun quyidagi asosiy qonunlar aniqlandi:

1. Yorug‘lik katod sirtidan vaqt birligida urib chiqargan elektronlar soni katod sirtiga tushayotgan yorug‘lik intensivligiga to‘g‘ri proporsionaldir.

2. Katod sirtidan chiqayotgan elektronlarning kinetik energiyasi noldan boshlab

maksimal $\frac{1}{2} m g_{\max}^2$ qiymatgacha bo'ladi. Bu energiya yorug'lik intensivligiga bog'liq emas, katodga tushayotgan yorug'lik chastotasiga chiziqli bog'lanishda bo'ladi.

3. Har bir fotokatod materiali uchun biror chegaraviy chastota ϑ ch mavjudki, bu chastotadan past chastotalarda fotoeffekt hodisasi vujudga kelmaydi. ϑ ch ning qiymati yorug'lik intensivligiga va katodni yoritish vaqtiga bog'liq bo'lmaydi.

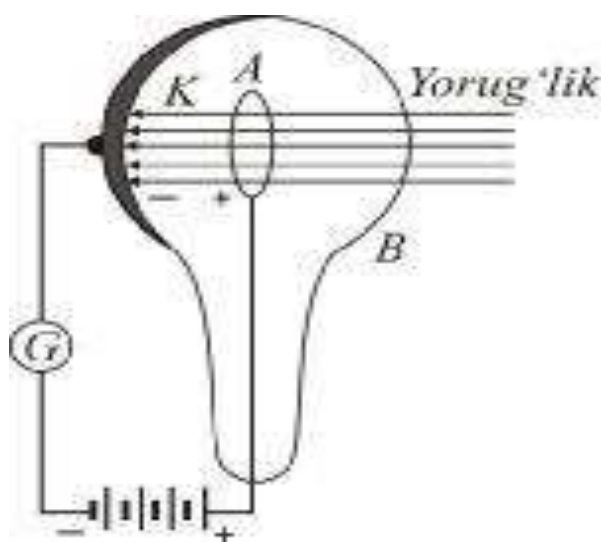
Quyidagi jadvalda ba'zi bir metallar uchun chiqish ishi A (elektron-voltlarda) va shu metallar uchun fotoeffektning qizil chegarasi λ_0 (mikronlarda) qiymatlari keltirilgan.

Metall	λ_0 (mk)	A (eV)
Platina	0,235	5,29
Volfram	0,276	4,50
Rux	0,290	4,19
Toriy	0,364	3,41
Natriy	0,552	2,25
Seziy	0,620	1,89
Volframga surtilgan seziyli plyonka	0,913	1,36

Jadvaldan ko'rinadiki, volfram ustidagi seziyli plyonkada infraqizil nurlar ta'sirida ham fotoeffekt hosil bo'ladi, natriyda fotoeffekt ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlar ta'sirida, ruxda esa ultrabinafsha nurlar ta'sirida hosil bo'ladi. Fotoeffekt hodisasidan amaliyotda foydalanish sohalari. Tashqi fotoeffekt hodisasiga asoslanib vakuumli fotoelementlar yasalgan.

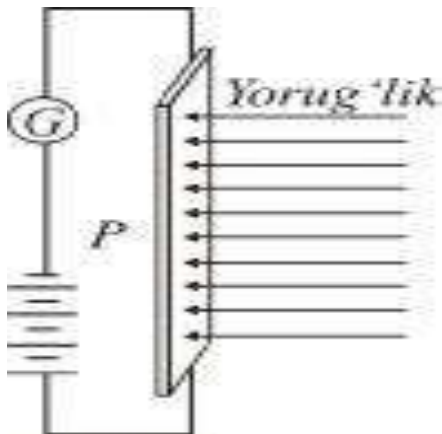
Rasmda vakuumli fotoelement sxemasi keltirilgan. Vakuum hosil qilingan shisha ballonning ichki sirtiga metall qatlami surtilgan bo'lib, bu qatlam K – katod vazifasini bajaradi. A – anod metall xalqa shaklida bo'lib, ballonning markaziy qismiga joylashtirilgan. G – galvanometr fotoelementda hosil bo'ladigan fototokni o'lchaydi.

Zamonaviy fotoelementlarda ko'p vaqtlarda K – katod sifatida surmali-seziyli yoki kislorodli-seziyli katodlar ishlatiladi. Bunday katodlarning fotosezgirliги yuqoridir. Kislorodli-seziyli fotoelementlarda infraqizil va ko'zga ko'rinadigan yorug'liklar ta'sirida fotoeffekt hosil bo'ladi. Bunday fotoelementning yorug'likka fotosezgirliги 20-80 mkA/lm. Surmali-seziyli K – katodli fotoelementlarda ko'zga



ko‘rinadigan va ultrabinafsha yorug‘liklar ta‘sirida fotoeffekt yuzaga keladi. Bunday fotoelementlarning fotosezgirliги 50-150 mkA/lm.

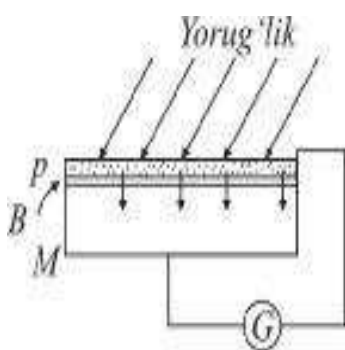
Ayrim hollarda fotoelementlarning yorug‘likka sezgirliğini oshirish uchun uni 10–2 mmNg bosimda argon gazi bilan to‘ldiradilar. Bunday fotoelementlarda fotoelektronlarning argon atomlari bilan to‘qnashib, argon gazini ionlashtirishi natijasida fototok kuchayadi. Gaz to‘ldirilgan bunday fotoelementlarning fotosezgirliги 1000 mkA/lm atrofida bo‘ladi.



Ichki fotoeffekt yarimo‘tkazgichlarda va dielektrlarda kuzatiladi. Ichki fotoeffekt kuzatish sxemasi rasmda keltirilgan. Yarimo‘tkazgich P – plastinka G – galvanometr bilan ketma-ket ravishda batareyaning qutblariga ulangan. Yarimo‘tkazgichning qarshiligi katta bo‘lganligi uchun zanjirda tok juda kichik. Lekin P – plastinka yoritilishi bilan tok keskin ortib ketadi. Buning sababi quyidagicha, yorug‘lik yarimo‘tkazgich atomlaridan elektronlarni ajratib chiqaradi, bu elektronlar yarimo‘tkazgich ichida qolib, uning elektr o‘tkazuvchanligini oshiradi (qarshiligi kamayadi).

Ichki fotoeffekt hodisasiga asoslangan fotoelementlar yarimo‘tkazgichli fotoelementlar deyiladi yoki fotoqarshiliklar deyiladi. Bunday fotoelementlarni tayyorlashda qo‘rg‘oshinli selen ($PbSe$), oltingugurtli qo‘rg‘oshin (PbS), oltingugurtli kadmiy (CdS) va boshqa yarimo‘tkazgichlardan foydalaniladi. Yarimo‘tkazgichli fotoelementlarning sezgirliги vakuumli fotoelementlar sezgirligidan 100 martalar ortiq bo‘ladi. Yarimo‘tkazgichli fotoelementlarning kamchiligi shuki, fototokning o‘zgarishi fotoelement yoritilishining o‘zgarishiga nisbatan kechikadi. Shuning uchun yarimo‘tkazgichli fotoelementlar tez o‘zgaruvchan yorug‘lik oqimlarini qayd qilishga yaramaydi. Yarimo‘tkazgichlardan yasalgan fotoqarshiliklar infraqizil nurlanish detektorlari sifatida foydalaniladi, ularning termoelektrik bolometr-larga nisbatan ustunlik tomonlari ancha ko‘pdir.

Ichki fotoeffekt asosida tayyorlanadigan fotoelementlardan yana bir turi yopuvchi qatlamli yarimo‘tkazgichli fotoelement yoki ventil fotoelementdir. Ventil



fotoelement sxemasi rasmda keltirilgan. M metall plastinka bo‘lib, ustiga yupqa P – yarimo‘tkazgich qatlami surtilgan va G – galvanometrli tashqi elektr zanjiriga ulangan. Yarimo‘tkazgich va metallning kontakt zonasida yopuvchi qatlam B yuzaga keladi. Bu qatlam ventil o‘tkazuvchanlikka ega bo‘ladi, ya‘ni u elektronlarni faqat yarimo‘tkazgichdan metallga tomon yo‘nalishda o‘tkazadi. Yarimo‘tkazgich qatlami yoritilganda unda ichki fotoeffekt asosida erkin

elektronlar hosil bo‘ladi. Yopuvchi qatlam orqali metallga o‘tgan elektronlar orqa tomonga harakat qila olmasdan metallda ortiqcha manfiy zaryadni hosil qiladi. O‘z elektronlarining bir qismini yo‘qotgan yarimo‘tkazgich musbat zaryadga ega bo‘ladi. Yarimo‘tkazgich va metall orasida hosil bo‘lgan potentsiallar ayirmasi fotoelement zanjirida elektr tokini hosil qiladi. Shunday qilib, ventil fotoelement yorug‘lik rasm energiyasini elektr energiyasiga aylantiruvchi tok generatori sifatida ishlaydi. Ventil fotoelementlarda selen, oltingugurtli galliy, germaniy, kremniy yarimo‘tkazgichlaridan foydalaniladi. Ventil fotoelementlarning fotosezgirliigi 2000-30000 mkA/lm oraliqda bo‘ladi. Quyosh yorug‘ligi bilan yoritiladigan kremniyli fotoelementlarning foydali ish ko‘ffisiyenti 12-13%dir. Nazariy hisoblashlar bu ko‘ffisiyentni 22% gacha ko‘tarish mumkinligini ko‘rsatdi.

Fotoelementlarda hosil bo‘ladigan fototok yorug‘lik oqimiga proporsional bo‘lgani uchun fotoelementlardan fotometrik asboblari sifatida foydalaniladi. Masalan, bunday asboblarga yoritilganlikni o‘lchaydigan asbob lyuksmetr misol bo‘lishi mumkin. Fotoelement yorug‘lik oqimi tebranishlarining fototok tebranishlariga aylantirishga imkon beradi. Bu esa texnikada tovushli kinolarda, televideniya keng ishlatiladi. Fotoelementlarning ishlab chiqarish jarayonlarini telemexanizatsiyalashda, avtomatlashtirishda ahamiyati kattadir. Elektron kuchaytirgichlar va rele bilan birgalikda fotoelementlar avtomatlashtirish qurilmalarining asosiy qismi hisoblanadi. Bunda fotoelementlar yorug‘lik signallarini sezishi bilan turli ishlab chiqarish va qishloq xo‘jalik qurilmalarining, transport mexanizmlarining ishlashida muhim ahamiyatga egadir. Ventilli fotoelementlardan amaliyotda elektr energiya generatori sifatida foydalaniladi. Quyosh batareyasi deb yuritilayotgan kremniyli fotoelementlar batareyasi kosmik kemalarda, raketalarda radioappaturalar ishlashida tok manbai sifatida foydalaniladi. Quyosh batareyalarining foydali ish ko‘ffisiyenti 20-22% bo‘lganda, ular ishlab chiqarish hamda maishiy zarurlarda elektr energiya manbai sifatida birinchi o‘rinda bo‘ladi.

Fotoeffekt nazariyasi

Fotoeffektning faqatgina birinchi qonunini to‘lqin nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Ammo to‘lqin nazariyasi fotoeffektning ikkinchi va uchinchi qonunlarini tushuntira olmaydi.

Haqiqatdan ham to‘lqin nazariyaga asosan fotokatodga tushayotgan ixtiyoriy to‘lqin uzunlikka ega bo‘lgan yorug‘likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyalari ham ortishi kerak edi. Ammo tajribalarning ko‘rsatishicha, fotoelektronlarning energiyasi yorug‘lik intensivligiga mutlaqo bog‘liq emas.

To‘lqin nazariyasiga asosan, elektron metallardan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug‘likdan olishi mumkin, ya‘ni yorug‘lik to‘lqin

uzunligining ahamiyati yo‘q. Faqat yorug‘lik intensivligi yetarlicha katta bo‘lishi lozim. Vaholanki, to‘lqin uzunligi qizil chegaradan katta bo‘lgan yorug‘likning intensivligi har qancha katta bo‘lsa ham, fotoeffekt hodisasi yuz bermaydi. Aksincha, to‘lqin uzunligi qizil chegaradan kichik bo‘lgan yorug‘lik intensivligi nihoyatda kuchsiz bo‘lsa ham fotoeffekt hodisasi kuzatiladi. Bundan tashqari, nihoyatda kuchsiz intensivlikdagi yorug‘lik tushayotgan taqdirda, to‘lqin nazariyasiga asosan, yorug‘lik to‘lqinlar tashib kelgan energiyalar evaziga metallidagi elektron ma‘lum miqdordagi energiyani to‘plab olishi kerak. Bu energiya elektronning metallidan chiqishi uchun yetarli bo‘lgan holda fotoeffekt sodir bo‘lishi kerak. Hisoblashlarning ko‘rsatishicha, intensivligi juda kam bo‘lgan yorug‘likdan Ach ga yetarli energiyani elektron to‘plab olishi uchun soatlab, hattoki kunlab vaqt o‘tishi lozim ekan. Tajribalarda esa metallga yorug‘likning tushishi va fotoelektronlarning vujudga kelishi orasida 10–9 sekundlar chamasi vaqt o‘tadi, xolos.

Demak, yorug‘likning to‘lqin nazariyasi va fotoeffekt hodisasi o‘rtasida ma‘lum mos kelmasliklar mavjud. Shuning uchun yorug‘likni uzluksiz elektromagnit to‘lqin jarayoni deb tasavvur qilish yorug‘lik tabiatini to‘la aks ettira olmaydi. Bu fikr 1905-yilda A.Eynshteynni yorug‘likning kvant nazariyasini yaratishiga olib keldi. Eynshteyn Plank gipotezasini rivojlantirib, yorug‘lik ulushlar shaklida chiqarilgani kabi xuddi shunday ulushlar shaklida yutiladi deb hisoblansa, fotoeffekt qonunlarini tushuntirish mumkin deb ko‘rsatadi. Eynshteynning fikricha, yorug‘lik to‘lqinlari energiyasining oqimi uzluksiz bo‘lmasdan, balki energiya diskret ulushlari oqimi bo‘lib, ularni kvantlar yoki fotonlar deyiladi. U vaqtda chastotasi n bo‘lgan har bir yorug‘lik fotonining energiyasi quyidagicha bo‘ladi:

$$E = h\nu$$

Bunda h – Plank doimiysi, $h=6,62\cdot 10^{-34}$ J s. Bu g‘oyaga asosan, metall sirtiga tushayotgan yorug‘lik oqimini fotonlar oqimi deb tasavvur qilish mumkin. Eynshteyn fotoeffekt hodisasiga energiya saqlanish qonunini qo‘lladi.

Metallga tushgan yorug‘lik foton elektron bilan to‘qnashib, o‘zining $h\nu$ energiyasini to‘liq ravishda elektronga beradi. Foton erkin elektronlar bilan to‘qnashganda energiyasini to‘liq ravishda erkin elektronlarga berishi mumkin bo‘lmaydi. Metallda elektr o‘tkazuvchanlikni ta‘minlaydigan elektronlar erkin elektronlar deyiladi. Lekin elektronlar o‘zaro va metall panjaraning boshqa zaryadlari bilan ta’sirlashadi. Shuning uchun ular dinamik ma’noda bog‘langan elektronlar bo‘lib, foton energiyasini to‘liq yuta oladi. Agar foton energiyasi yetarlicha katta qiymatda bo‘lsa, elektron uni metallda ushlab turgan kuchlarni yengib metallidan ajralib chiqadi. Eynshteynning tasavvurlariga muvofiq, yorug‘lik fotonining $h\nu$ energiyasi elektronni metallidan uzib chiqarish uchun ketgan A chiqish ishini bajarishga va unga kinetik energiya berishga sarflanadi. Bunday jarayonda energiya saqlanish qonuni amal qiladi, buni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (5.29)$$

(5.29) tenglamada $h\nu$ – yorug‘lik fotonining energiyasi, $\frac{mv_{\max}^2}{2}$ – elektronning metallardan chiqqandan keyingi maksimal kinetik energiyasi, m – elektron massasi, A – chiqish ishi. Chiqish ishi deb, elektronni metallda ushlab turgan kuchlarni yengib, metallardan chiqishi uchun sarflangan energiyaga aytiladi. Chiqish ishi metallning turiga va metall sirtining holatiga bog‘liq.

(5.29) tenglamaga asosan fotoelektronning kinetik energiyasi faqat uni uzib chiqargan yorug‘lik fotonining energiyasiga bog‘liq bo‘lib, intensivlikka bog‘liq bo‘lmaydi.

(5.29) tenglama tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deyiladi. Tashqi fotoeffekt deyishimizga sabab shundaki, yuqorida keltirilgan hollarda fotoelektronlar moddadan tashqariga ajralib chiqadi. Ba’zi moddalarda esa, masalan yarimo‘tkazgichlarda fotonlar ta’sirida valent zonadagi elektron bo‘sh zonadagi energetik sathlarga ko‘chadi. Bu jarayon tufayli elektron modda tashqarisiga chiqmasdan, uning ichida qoladi. Shuning uchun fotoeffektning bu turi ichki fotoeffekt deb ataladi.

Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini to‘liq tushuntira oladi. Xususan, (5.29) tenglamadan ko‘rinadiki, tushayotgan yorug‘lik fotonining energiyasi elektronning metallardan chiqish ishidan kichik bo‘lganda, ya’ni $h\nu < A$ fotoeffekt sodir bo‘lmaydi. Bu esa fotoeffekt yuz berishi uchun qizil chegaraning mavjudligini ko‘rsatadi. Fotoeffekt amalga oshishi uchun lozim bo‘ladigan foton energiyasining eng kichik qiymati, (5.29) ifodaga asosan, elektronning metaldan chiqish ishining qiymatiga teng bo‘lishi kerak:

$$h\nu_0 = A$$

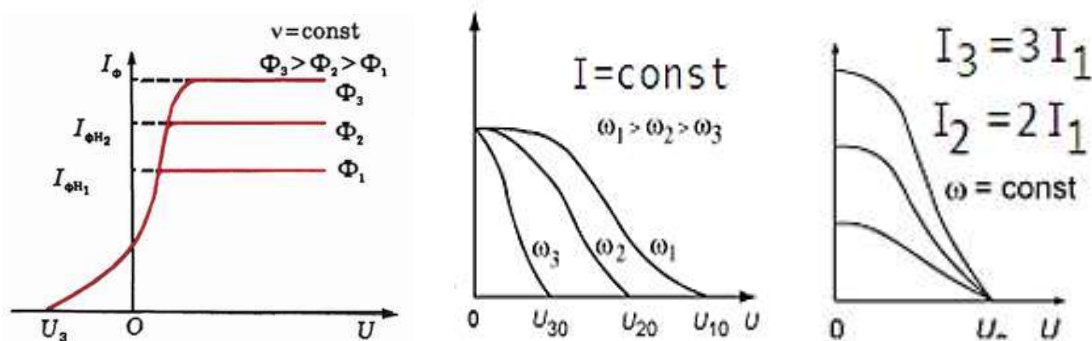
Bu tenglikdan fotoeffektning qizil chegarasi – ν_0 aniqlanadi, ya’ni $\nu_0 = A/h$. Chegaraviy chastota – ν_0 tajribada o‘lchanadi, chiqish ishi A esa $\nu_{\max} = 0$ bo‘lganda, (5.29) tenglama yordamida hisoblanadi. Eynshteyn tenglamasidan foydalanib, Plank doimiysi h ni aniqlash mumkin. Buning uchun yorug‘likning ν chastotasini, A chiqish ishini tajribada topish va fotoelektronlarning kinetik energiyasini o‘lchash lozim. Bunday o‘lchash va hisoblashlardan Plank doimiysi uchun $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ qiymat hosil qilingan. (3.9) ifodaga asosan, qizil chegara tushayotgan yorug‘lik intensivligiga mutlaqo bog‘liq emas, chunki yorug‘lik intensivligi undagi fotonlar sonini xarakterlaydi. Foton energiyasi esa faqat chastotaga bog‘liqdir. Chiqish ishi turli metallar uchun turlicha bo‘ladi va bir necha elektron voltini tashkil qiladi. Kaliy, natriy va miss metallarida fotoeffektning qizil chegarasi (to‘lqin uzunliklarda) tegishlicha 551; 543 va 277 nm ga teng bo‘lganda chiqish ishi tegishlicha 2,25; 2,28 va 4,48 eV ni tashkil qiladi.

Eynshteyn tenglamasining asosida elektron faqat bitta fotonni yutadi degan tasavvur yotadi. Lekin intensivligi juda katta bo'lgan yorug'liklar uchun fotoeffekt qonunlari o'z kuchini yo'qotadi. Haqiqatdan ham intensivligi juda katta bo'lgan yorug'lik bilan tajriba olib borilayotgan bo'lsa, metallidagi elektronga bir vaqtning o'zida ikkita foton tushishi mumkin. Bu holda elektron yutgan energiya ikkala foton energiyalarining yig'indisiga teng. Bunda sodir bo'ladigan fotoeffektni ko'p fotonli fotoeffekt deb ataladi. Tabiiyki, ko'p fotonli fotoeffektning qizil chegarasi kichik chastotalar (katta to'liqin uzunliklar) sohasiga siljiydi.

Fotoeffektning kvant nazariyasining muvaffiqiyati yorug'likning kvant tabiatini namoyon qiluvchi isbotlardan biridir. Keyinchalik yorug'likning kvant tabiati ko'pgina tajribalarda ham tasdiqlandi.

Fotoeffekt qonunlari

1–Qonun. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsionaldir.



2–Qonun. Muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarining maksimal qiymati yorug'lik intensivligiga bog'liq emas. Yorug'likning to'liqin uzunligi o'zgarsa, fotoelektronlarning maksimal tezliklari ham o'zgaradi.

3–Qonun. Har bir fotokatod uchun biror «Qizil chegara» mavjud bo'lib, undan kattaroq to'liqin uzunlikli yorug'lik ta'siridan Fotoeffekt vujudga kelmaydi. λ ning qiymati yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas, u faqat fotokatod materialining kimyoviy tabiatiga va sirtining holatiga bog'liq.

4–Qonun. Yorug'likning fotokatodga tushishi bilan fotoelektronlarning hosil bo'lishi orasida sezilarli vaqt o'tmaydi.



Fotoeffekt turlari

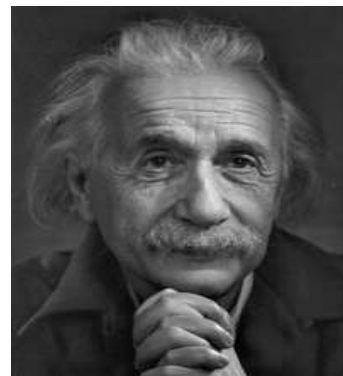
Fotoeffekt ikki xil bo'ladi:

1. Agar elektronlar yoritilayotgan modda tashqarisiga chiqsa, bunga tashqi fotoeffekt deyiladi. Fotoelektron moddadan chiqishi uchun, u moddaning chiqish ishidan katta bo'lgan kinetik energiyaga ega bo'lishi kerak.

2. Agar elektronlarning moddaning «o'z» atomlari va molekulari bilan bog'lanishini to'la ozod bo'lsa-da, ammo moddaning o'zidan chiqmasa, bunga ichki fotoeffekt deyiladi.

Bu moddaning elektr o'tkazuvchanligini oshiradi.

Uni birinchi bo'lib 1873-yilda amerikalik olim U.Smit aniqlagan.



Eynshteyn

Tashqi fotoeffekt

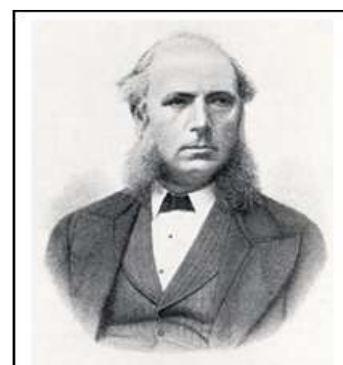
Eynshteyn fotoeffektga energiyaning saqlanish qonunini qo'lladi. Foton bilan elektronning ta'sirlashuvchi jarayonida fotonning $h\nu$ energiyasi elektronga o'tadi. Ya'ni, ta'sirlashuvga qadar yorug'lik kvanti tarzida namoyon bo'layotgan energiya ta'sirlashuvidan so'ng elektronning energiyasiga aylanadi. Agar bu energiya yetarlicha katta ($h\nu > A_{ch}$) bo'lsa, metallan elektron ajralib chiqadi. Energiyaning qolgan qismi esa metallan tashqariga chiqib olgan elektronning maksimal kinetik energiyasi sifatida namoen bo'ladi. Shuning uchun quyidagi tenglama o'rinli:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (5.30)$$

bu ifodaga tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deyiladi. A_{ch} -elektronning metaldan chiqish ishi, u har bir metal uchun alohida kattalikda bo'ladi; $h\nu$ - melal sirtiga tushayotgan fotonning energiyasi; $\frac{mv^2}{2}$ - elektronning metallan chiqqandan keyingi maksimal kinetik energiyasi.

Milliken tajribasi

Eynshteynning nazariy formulasi taxminan o'n yildan so'ng 1916-yilda Milliken tajribalarida ajoyib ravishda tasdiqlandi. Bu erda ishlatiluvchi katod K sferik qoplama – anod A ning markaziga o'rnatilgan uncha katta bo'lmagan shar shaklida edi (1-rasm). Bunday konfiguratsiyada katoddan ajratilgan deyarli barcha elektronlar, tezlashtiruvchi potentsiallar farqi mavjudmasligida ham, anodga tushadi. Bundan tashqari bunday fotoelementning V bilan v o'rtasida qat'iy chiziqli bog'lanish bor



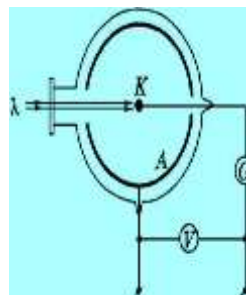
U.Smit



Milliken

ekanligini ko'rsatdi. o'rganilgan bir necha metallar (Na, Mg, Al, Cu) uchun chizilgan to'g'ri chiziqlarning og'ish burchagini hisoblab, h doimiyning qiymati aniqlangan edi.

O'lchash natijasida topilgan o'rtacha qiymat $h=6,67 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ bo'lib, boshqa tur tajribalarda aniqlangan qiymatlar bilan bir xil bo'ldi.



Lukirskiy-Prilejaev tajribasi

Keyinchalik bu usul P.I.Lukirskiy va S.S.Prilejaev tomonidan 1930-yilda yaxshilandi (1-rasm). Ularning tajribasida katod shar K nikeldan tayyorlandi va simob lampasi bilan yoritildi. Fotoeffektni vujudga keltiruvchi simob lampasining liniyalari kvarts prizmalik monoxromator bilan ajratildi. Ushbu tajribalarda fototok kuchining V o'rtasida nisbatan qat'iy tushish bor ekanligi kuzatildi.



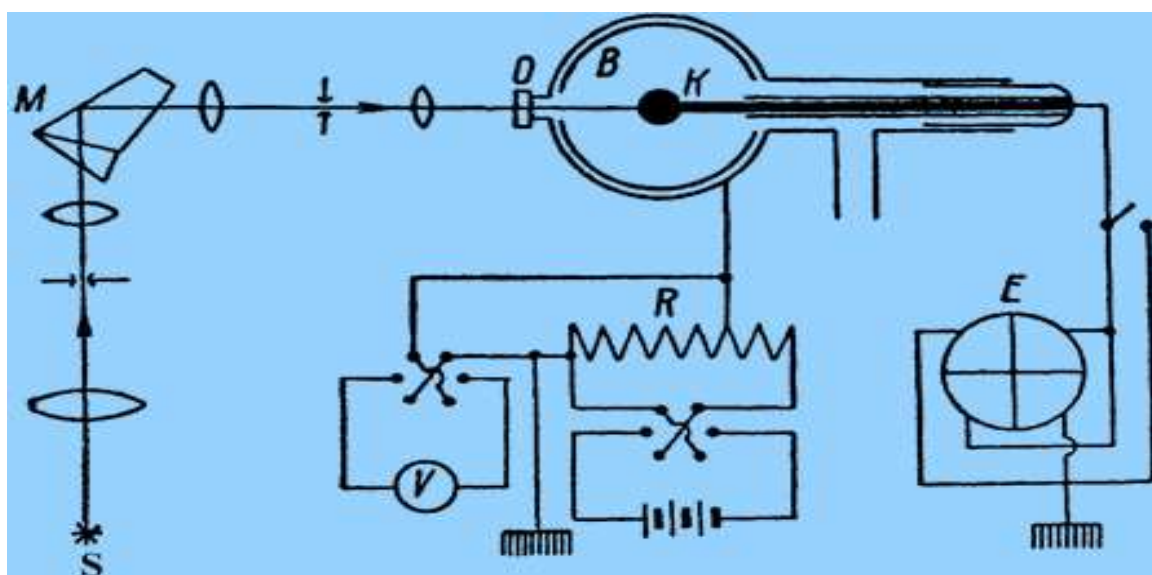
S.S. Prilejaev



P.I. Lukirskiy

P.I.Lukirskiy va S.S.Prilejaev tajribalarida olingan natijalarda V bilan v o'rtasida qat'iy chiziqli bog'lanish bor ekanligi ko'rsatildi va uning egilish burchagidan Plank doimiysi uchun $h=6,658 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ qiymat olindi.

Millikenning o'lchash natijalaridan foydalanib Eynshteyn formulasi yordamida chiqish ishini hisoblab topish mumkin. Chastotaning $V=0$ ga mos keladigan $v=v_0$



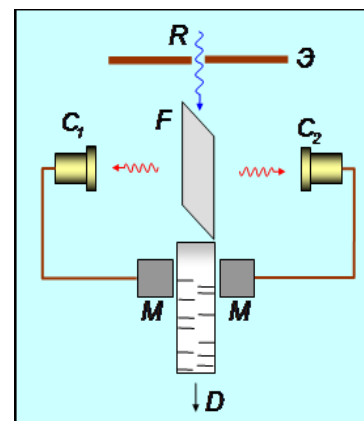
qiymatini, ya'ni Milliken to'g'ri chizig'ining abstsissalar o'qi bilan kesishish nuqtasini topamiz: $A=hv$

Bote tajribasi.

Yorug'lik kvantlarining mavjudligi qator eksperimentlarda tasdiqlandi. Shulardan bittasini nemis fizigi Bote amalga oshirgan. Bu tajribani Bote rasmda ko'rsatilgan sxema bo'yicha o'tkazgan.

Yon tomondan R Rentgen nurlari bilan yoritilgan yupqa A plyonkaning o'zi Rentgen nurlarining manbai bo'lib qoladi (Rentgen fluorestsentsiyasi). Ikkita C1 va C2 sanagichlar simmetrik joylashgan. Rentgen nurlari bu sanagichlardan biriga tushishi natijasida M elektrometrning tolasi darrov (10^{-3} s dan kam vaqtdan keyin) qo'zg'aladi. Tolaning bu qo'zg'alishlari avtomatik ravishda D umumiy lentaga qayd qilinadi. Agar A plyonkadan har tomonga to'lqinlar tarqaladigan bo'lsa, ikkala sanagichning ishi bir vaqtda, uyg'un ravishda (arzimaydigan tasodifiy o'zgarishlar bilan) bo'lishi kerak.

Aksincha, agar A dan kvantlar dam u tomonga, A dan bu tomonga uchadigan bo'lsa, u holda elektrometrlarning ko'rsatishlari tartibsiz bo'ladi va faqat tasodifangina bu ko'rsatishlar bir-biriga yaqin yoki bir vaqtda bo'lishi mumkin. Tajriba elektrometrlar ko'rsatishlari tartibsiz bo'lishini, ya'ni kvantlar dan goh u tomonga, goh bu tomonga uchishini yaqqol ko'rsatdi. Bu erdan esa nurlanish folgadan to'lqinlar ko'rinishida emas, balki yorug'lik kvantlari ko'rinishida tarqaladi deb xulosa qilish mumkin.



Tashqi fotoeffekt hodisalarining amalda qo'llanilishi

Hozirgi vaqtda tashqi va ichki fotoeffektga asoslangan yorug'lik signalini elektr signaliga aylantiruvchi juda ko'p qabul qilgichlar ishlab chiqarilyapti; bularning umumiy nomi fotoelementlar deb ataladi. Ular texnikada va ilmiy tekshirishlarda juda keng qo'llaniladi. Hozirgi zamonda o'tkaziladigan turli-tuman ob'ektiv optik o'lchashlarni biror turdagi fotoelementlardan foydalanmay o'tkazib bo'lmaydi.

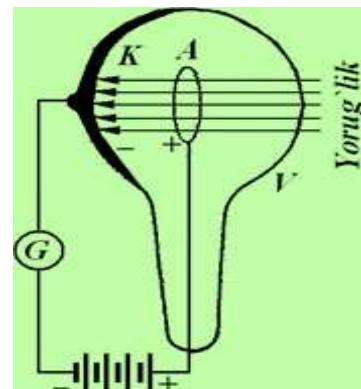
Hozirgi zamon fotometriyasi, spektrometriyasi va spektrning keng sohasidagi spektrofotometriyasi, moddaning spektral analizini, yorug'likning kombinatsion sochilishida kuzatiladigan zaif yorug'lik oqimlarini ob'ektiv o'lchashlarni, astrofizika, biologiya va boshqalarni fotoelementlarni qo'llamasdan tasavvur qilish qiyin;



infragizil spektrlar ko‘pincha spektrning uzun to‘lqinli sohasida ishlaydigan maxsus fotoelementlar yordamida qayd qilinadi.

Tashqi fotoeffektga asoslangan fotoelementlar

Tashqi fotoeffekt asosida ishlaydigan birinchi vakuum fotoelementi 1889-yilda yasalgan. Tashqi fotoeffekt hodisasi vakuumli fotoelementlarda ishlatiladi. Vakuum hosil qilingan shisha ballon ichki devoriga surkalgan metall qatlami vakuum fotoelementning K katodi bo‘lib xizmat qiladi. Anod A metall halqa tarzida yasalgan bo‘lib, ballonning markaziy qismiga joylashtirilgan. Katodni yoritganda fotoelement zanjirda elektr toki paydo bo‘ladi. Bu tokning kuchi yorug‘lik oqimi kattaligiga proporsionaldir.



Fotoelektron kuchaytirgichlar

Dastlab FEK lar 1934-yilda yasalgan edi. FEK ning ishlash printsipini rasmdan ko‘rib chiqishimiz mumkin. FK fotokatoddan chiqqan (emissiyalangan) fotoelektronlar elektr maydoni ta‘sirida tezlashadi va birinchi oraliq E1 elektrodga tushadi. Tushayotgan fotoelektronlar ikkilamchi elektronlarning chiqishiga sababchi bo‘ladi; ma‘lum sharoitlarda ikkilamchi emissiya fotoelektronlarning dastlabki oqimidan bir necha marta katta bo‘lishi mumkin. Elektrodning konfiguratsiyasi shundayki, fotoelektronlarning ko‘pchiligi E1 elektrodga, ikkilamchi elektronlarning ko‘pchiligi esa navbatdagi E2 elektrodga tushadi, bu elektrodda ko‘payish jarayoni qaytariladi va hokazo. Elektrodlar (dinodlar) 10 – 15 ta bo‘ladi; bularning eng oxirgisidan chiqayotgan ikkilamchi elektronlar anodga yig‘iladi. Bunday sistemalarning umumiy kuchaytirish koeffitsienti $10^7 - 10^8$ ga, umumiy (integral) sezgirligi lyumenga to‘g‘ri kelgan minglab amperga etadi. Bundan FEK lar yordamida juda katta toklar olish mumkin degan xulosa chiqarmay, balki juda zaif yorug‘lik oqimlarini o‘lchash mumkin degan xulosa chiqarish kerak.

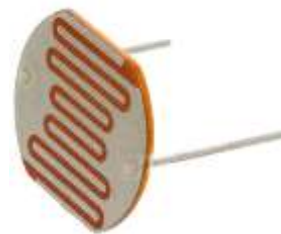
Ichki fotoeffekt

Ichki fotoeffektida optik jihatdan uyg‘otilgan elektronlar yoritilgan jism ichida qolaverib jismning elektr neytralligini buzmaydi. Bunda moddadagi zaryadlarning konsentratsiyasi yoki ularning harakatchanligi o‘zgaradi, natijada tushayotgan yorug‘lik nuri ta‘sirida moddaning elektr xususiyatlari o‘zgaradi. Ichki fotoeffekt faqatgina yarimo‘tkazgichlar va dielektrlarda bo‘ladi.



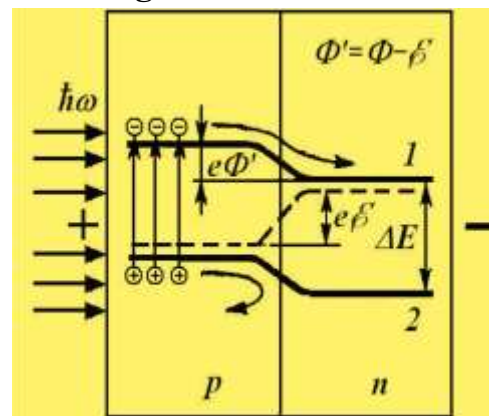
Bunday fotoeffektni bir jinsli yarimoʻtkazgichlarni yoritganda ularning oʻtkazuvchanliklari oʻzgarishidan aniqlash ham mumkin.

Fotooʻtkazuvchanlik deb ataladigan bu hodisa asosida yorugʻlik qabul qilgichlar, yaʼni fotorezistorlarning katta guruhi kashf qilingan va muttasil mukammallashtirilmokda. Fotorezistorlarda asosan kadmiy selenidi CdSe va sulfidi CdS qoʻllaniladi.



Ichki fotoeffektning elektr oʻtkazuvchanlikdagi roli

Nobirjinsli yarimoʻtkazgichlarda oʻtkazuvchanlikning oʻzgarishidan tashqari potentsiallar farqi ham (foto-EYUK) paydo boʻladi. Fotogalvanik effekt deb atalgan bu hodisaning sababi shundaki, yarimoʻtkazgichlar bir tomonli oʻtkazuvchanlikka ega boʻlgani uchun oʻtkazgich hajmidagi optik jihatdan uygʻotilgan va manfiy zaryadga ega boʻlgan elektronlar oʻz elektronlarini yoʻqotgan atomlar yaqinida paydo boʻladigan va musbat zaryadga ega boʻlgan kovaklardan fazoviy ajratiladi. Elektron va kovaklar yarimoʻtkazgichning qarama-qarshi uchlarida yigʻiladi, natijada elektr yurituvchi kuch vujudga kelib, tashqi EYUK berilmasa ham yoritilgan yarimoʻtkazgichga parallel ulangan yuklama qarshilik (nagruzka) orqali elektr toki oʻta boshlaydi. SHu tarzda yorugʻlik energiyasi elektr energiyasiga bevosita aylantiriladi. Xuddi shu sababli yorugʻlikning fotogalvanik qabul qilgichlari yorugʻlik signallarini qayd qilish uchungina emas, balki elektr zanjirlarida elektr energiyasi manbai sifatida ishlatiladi. Ushbu effektning turli xil koʻrinishlari mavjud: 1) p-n oʻtishda ventil (barer) li foto-EYUK ning paydo boʻlishi; 2) diffuziyali foto-EYUK ning paydo boʻlishi (Dember effekti); 3) magnit maydoniga joylashtirilgan yarimoʻtkazgich yoritilganida foto-EYUK ning paydo boʻlishi (fotomagnitoelektr effekt yoki Kikoin-Noskov effekti).

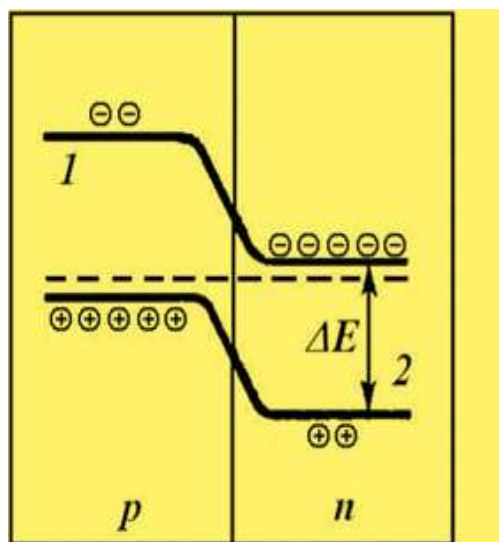


p-n oʻtishdagi fotoeffekt

p-tipdagi yarimoʻtkazgich bilan n-tipdagi yarimoʻtkazgichlarning kontaktini qaraymiz. Kontakt sohasida energetik zonalarining oʻzaro siljishiga olib keluvchi zonalarining egrilanishi roʻy beradi. Rasmda shtrix chiziqlar bilan Fermi sathi (termodinamik muvozanat holatida p -sohaning Fermi sathi p-sohaning Fermi sathi bilan ustma-ust tushadilar), 1 bilan oʻtkazuvchanlik zonasining osti va 2 bilan valent zonasining tepasi belgilangan.

p-sohada asosiy tashuvchilar kovaklar hisoblanadilar; ularning kontskentrat-siyasi o'tkazuvchanlik elektronlarining kontsentratsiyasidan ko'p marta kattadir. n - sohada teskari manzara kuzatiladi; u erda elektronlar asosiy tashuvchilar hisoblanadilar.

Elektronlarning kontsentratsiyasi yuqori bo'lgan soha (n -soha) dan ularning kontsentratsiyasi kichik bo'lgan soha (p-soha) ga diffuziyalanishiga balandligi $e\Phi$ ga teng bo'lgan potentsial barer to'sqinlik qiladi. Φ – kontakt potentsiallar farqi. Xuddi shuni kovaklarning diffuziyalanishiga ham qayd qilib o'tish mumkin. Boshqacha qilib aytganda, p-n o'tishdagi kontakt potentsiallar farqi asosiy tashuvchilarning «o'z» sohalaridan ketishiga to'sqinlik qiladi. Shu bilan u noasosiy tashuvchilarning boshqa sohaga o'tishiga yordamlashadi (biroq bunga mos keluvchi tashuvchilarning, ularning ketishi mumkin



Dember effekti

Qaralayotgan effekt nemis fizigi X.Dember tomonidan ochilgan. Faraz qilaylik yarimo'tkazgich notekis yoritilayotgan bo'lsin. Bunga turli xil yo'llar bilan erishish mumkin. Agar yarimo'tkazgich etarlicha kuchli ravishda yorug'likni yutsa, u holda yoritilganlikning notekisligi hatto yarimo'tkazgichning barcha sirti bir xil zichlikdagi yorug'lik oqimi bilan yoritilganida ham vujudga keladi; bu holda sirt yaqinida qatlam uning chuqurroq qatlamlariga qaraganda kuchliroq yoritiladi.

Barcha hollarda yarimo'tkazgichning ko'proq yoritilgan qismlarida, kamroq yoritilgan yoki umuman yoritilmagan qismlariga qaraganda, ko'proq elektron-kovak juftlar hosil bo'ladi. Elektronlar va kovaklar yanada yuqoriroq kontsentratsiyali qismlaridan kichik kontsentratsiyali qismlariga diffuziyalana boshlaydilar (kuchli yutuvchi yarimo'tkazgichda ular yoritilgan sirtan yarimo'tkazgichning ichiga diffuziyalanadi). Tashuvchining diffuziya koeffitsienti uning harakatchanligi orqali quyidagi tarzda ifodalanadi:

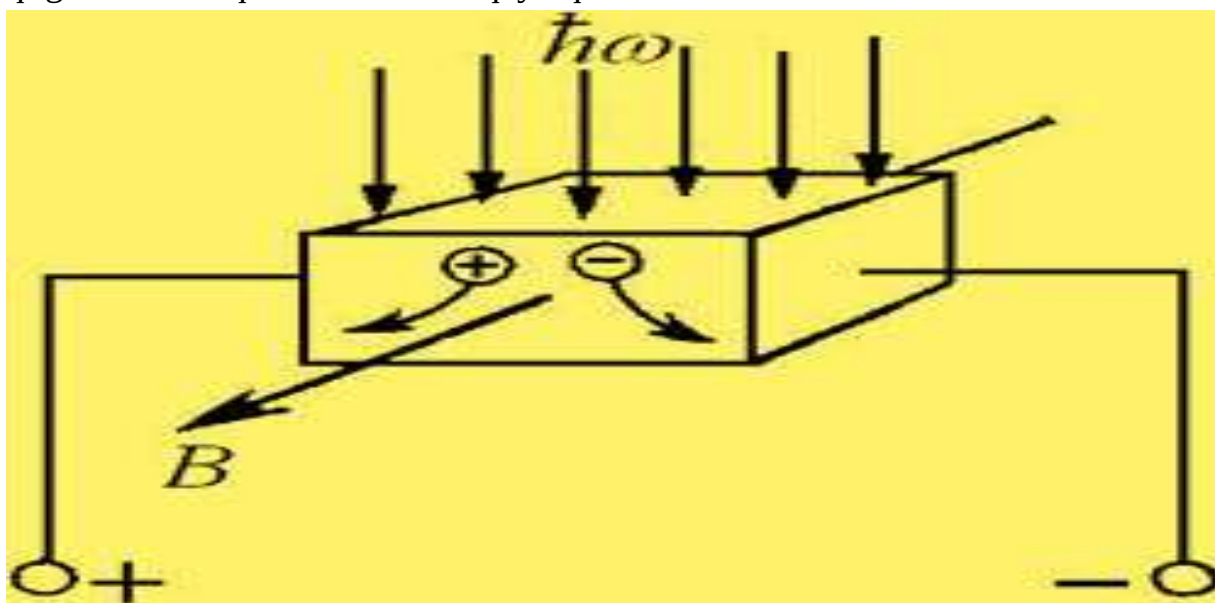
$$D = \mu k T / e$$

bu erda T – yarimo'tkazgich temperaturasi, k – Boltsman doimiysi. $\mu_n > \mu_p$ bo'lganligi uchun $D_n > D_p$ bo'ladi. Elektronlar va kovaklarning diffuziya koeffitsientlari turlicha bo'lganligi elektronlarning ko'proq yoritilgan qismlardan kamroq yoritilgan qismlarga diffuziyalanishiga olib keladi. Natijada optik generatsiyalangan elektronlarning va kovaklarning fazoviy bo'linishi ro'y beradi –

foto-EYUK paydo bo‘ladi. Ta’kidlash zarurki, foto-EYUK uncha katta bo‘lmaganligi sababli, Dember effekti amaliyotda qo‘llanish topmadi.

Fotomagnitoelektr effekt (Kikoin-Noskov effekti)

Bu effekt 1934-yilda rus fiziklari I.K.Kikoin va M.M.Noskovlar tomonidan ochildi. Bu effekt rasm yordamida tushuntiriladi. Yorug‘likni etarlicha kuchli yutadigan, yorug‘lik bilan yoritilgan, yarimo‘tkazgich, yo‘nalishi yorug‘lik oqimiga perpendikular yo‘nalgan magnit maydoniga joylashtiriladi. Agar magnit maydoni bo‘lmaganida edi, optik generatsiyalangan elektronlar va kovaklar yarimo‘tkazgich ichiga difuziyalanar va biz Dember effektini kuzatgan bo‘lar edik. Magnit maydoni elektronlarni va kovaklarni turli tomonlarga og‘diradi, bu bilan ularni yorug‘lik va maydon yo‘nalishiga perpendikular yo‘nalishda fazoviy ajratadi. Natijada bir necha o‘nlab voltgacha etadigan EYUK paydo bo‘ladi. Ushbu effekt asosida ishlovchi qabul qilgichlar infraqizil nurlanishni qayd qilish uchun ishlatiladi.

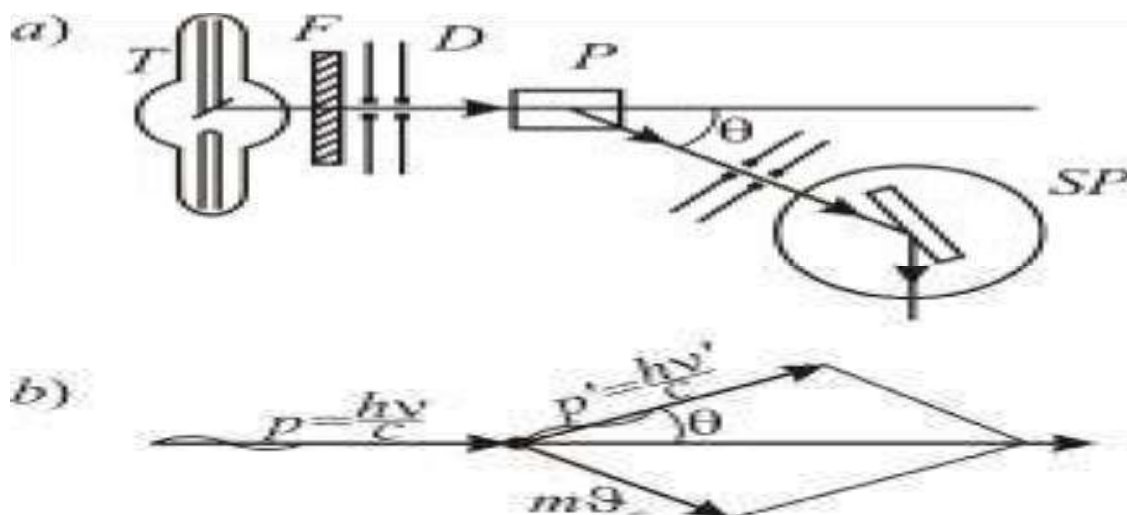


Ichki fotoeffekt hodisalarining amalda ishlatilishi

Ichki fotoeffekt asosida ishlaydigan fotoelementlar. Vakuum fotoelementlari va FEK lar spektrning infraqizil sohasida spektrometrik o‘lchashlar o‘tkazishga yaramaydi, chunki hozirgi vaqtda ishlatiladigan fotokatodlarning qizil chegarasi 1100 nm dan ortmaydi. Lekin hozirning o‘zidayoq 3 – 4 mkm gacha bo‘lgan sohada o‘lchash o‘tkazish imkoniyatini beradigan materiallar ma’lum. SHu sababli infraqizil sohada o‘lchash o‘tkazishda ichki fotoeffekt asosida ishlaydigan fotoelementlar qo‘llaniladi. Ular qatoriga InSb, PbSe va PbS asosida yasalgan va 6 mkm gacha bo‘lgan sohada o‘lchashga imkon beradigan sovitilmaydigan fotorezistorlarni hamda oltin, rux, mis va boshqa metallar bilan legirlangan (maxsus usul bilan qo‘shilgan) germaniy asosida ishlangan va 40 mkm gacha bo‘lgan sohada o‘lchashga imkon beradigan qattiq sovitiladigan fotorezistorlarni kiritish mumkin.

Kompton effekti

Mikrozarralarning korpuskulyar xususiyatga ega ekanligini tasdiqlaydigan hodisalardan biri 1923-yilda amerikalik fizik A.X.Kompton tomonidan kashf etildi va uning nomi bilan Kompton effekti deb ataldi. Kompton effekti hodisasi rentgen nurlarining sochilishi ustida Kompton tomonidan o'tkazilgan tajribalarda aniqlandi. Kompton tajribasi rentgen nurlarining yadro bilan elektronlari kuchsiz bog'langan moddalarda (grafit, parafin va b.) sochilishini kuzatish orqali amalga oshirildi. Tajriba sxemasi rasmda tasvirlangan. T – rentgen trubkasida hosil qilingan rentgen nurlanishlari F – filtr va D – diafragma yordamida ingichka monoxromatik dasta shakliga keltirilgan holda sochuvchi modda kristall P ga tushadi.



K – kristalda ma'lum θ burchak ostida sochilgan rentgen nurlanishining to'liq uzunligi SP spektrograf yordamida aniqlanadi. Tajriba natijalari asosida Kompton sochilgan rentgen nurlari dastasida ikkita to'liq uzunligi mavjudligini aniqladi: dastlabki rentgen nurlari to'liq uzunligi λ va qo'shimcha to'liq uzunligi λ' . λ' to'liq uzunlik λ to'liq uzunlikka qaraganda katta ($\lambda' > \lambda$). λ' ning qiymati sochilish burchagi θ ga bog'liq bo'lib, sochuvchi modda tabiatiga bog'liq emas (θ – dastlabki va sochilgan rentgen nurlari dastalari yo'nalishlari orasidagi burchak). Tushayotgan dastlabki va sochilgan rentgen nurlari to'liq uzunliklari farqi ($\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$) ning sochilish burchagiga bog'liqligi quyidagi munosabat orqali aniqlanadi:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (5.31)$$

Bunda K – Kompton doimiysi.

Kompton 1923-yilda Dj.Djensining matematik hisoblashlariga asoslanib, rentgen nurlari haqida quyidagi g'oyani ilgari surdi: rentgen nurlari fotonlar oqimidan iborat bo'lib, boshqa zarralar kabi aniq impulsiga ega. Fotonlarning elektronlarda sochilishi foton bilan elektron orasidagi elastik to'qnashuvdir (foton – tinchlikdagi

massasi nolga teng bo'lgan zarra). Fotonlarning elektronlarda elastik sochilishi sababli rentgen nurlari to'liq uzunligining o'zgarishiga Kompton effekti deyiladi.

Kompton effekti shu vaqtda yuz beradiki, elektronga tushayotgan rentgen nurlarining energiyasi elektronning atomdagi bog'lanish energiyasidan katta bo'lganda. Bunday holda elektron erkin deb hisoblanishi mumkin. Rentgen nurlari elektron bilan elastik to'qnashganda o'z energiyasi va impulsining ma'lum qismini elektronga beradi. Kompton sochilishining energetik va burchak xarakteristikallari elastik to'qnashuv uchun energiya va impuls saqlanish qonunlari orqali aniqlanadi.

Energiyasi $h\nu$ bo'lgan rentgen fotoni elektron bilan elastik to'qnashib energiyasining bir qismini elektronga berganda, energiyasi $h\nu'$ ga kamayadi, to'liq uzunligi esa λ' ga ortadi, harakat yo'nalishi ham o'zgaradi. Bunday hodisani klassik to'liq nazariyasi asosida tushuntirib bo'lmaydi. Agar foton kvant mexanikasi nuqtai nazaridan impulsi $P = \frac{h}{\lambda}$ bo'lgan zarra deb va uning elektron bilan ta'sirlashuvi elastik to'qnashuv qonunlari asosida qaralsa, Kompton effekti to'g'ri tushuntiriladi. Foton tinch holatdagi erkin elektronda elastik sochilayotgan bo'lsin. Bunday to'qnashuv sxemasi rasmda keltirilgan. Fotonning elektron bilan to'qnashuvigacha energiyasi $E_f = h\nu$ va impulsi $E_f = \frac{h\nu}{c}$ bo'lsin. Tinch holatdagi elektronning to'qnashuvigacha energiyasi $E_e = m_0c^2$ energiyaga va impulsi $P_e = 0$ bo'lsin. To'qnashuvda foton o'z energiyasining ma'lum qismini elektronga beradi. Natijada to'qnashuvdan so'ng elektron $E_e = mc^2$ energiyaga va $P' = mJ$ impulsiga ega bo'ladi (bu formulalarda $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$). To'qnashuvdan so'ng foton $E'_f = h\nu'$

energiyaga va $P'_f = \frac{h\nu'}{c}$ impulsiga ega bo'ladi. Bunda foton energiyasi va impulsi dastlab tushayotgan foton energiyasi va impulsidan kichik bo'ladi, to'liq uzunligi esa katta bo'ladi.

Foton va tinch holatdagi erkin elektronning elastik to'qnashuvi tufayli vujudga kelgan to'liq uzunligining o'zgarishi $\Delta\lambda$ ni aniqlashda elastik to'qnashuv uchun energiya va impuls saqlanish qonunlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$E_f + E_e = E'_f + E'_e \quad (5.32)$$

$$P_f = P'_f + P'_e \quad (5.33)$$

Tenglamalar birgalikda yechilganda fotonning elektron bilan elastik to'qnashuvda foton to'liq uzunligining o'zgarishi $\Delta\lambda$ ni aniqlaydigan formula hosil bo'ladi:

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (5.34)$$

formulalar taqqoslanganda $K = \frac{h}{m_0c}$ ekanligi ko'rinadi.

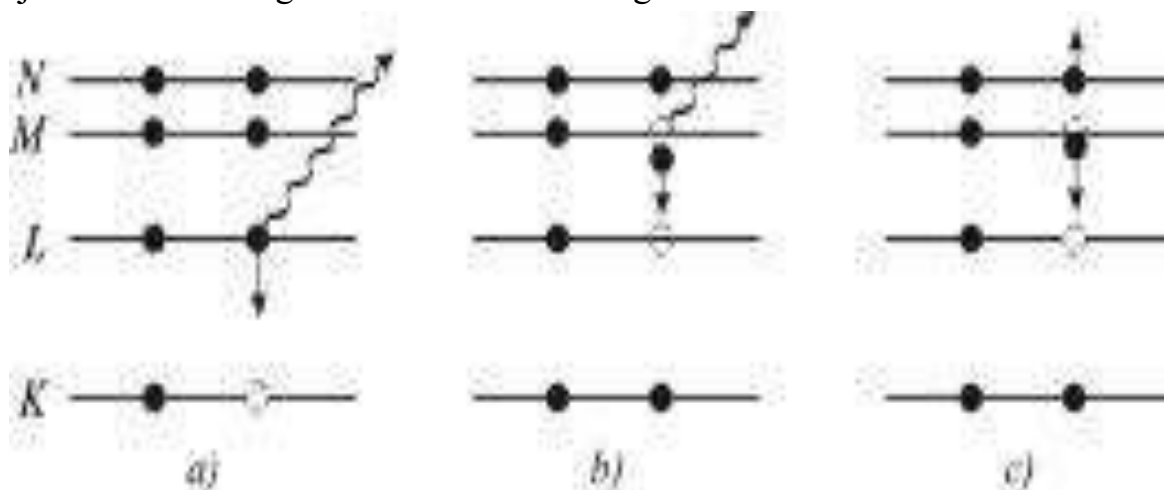
K – elektronning Kompton to‘lqin uzunligi deyiladi. Kompton o‘tkazgan tajribalarida elektronning to‘lqin uzunligi $K = \frac{h}{m_0 c}$ kattalikni o‘lchashga muvaffaq bo‘ldi. K ning tajribada aniqlangan qiymati $K = 2,43 \cdot 10^{-10} \text{ m}$. Tajribalarda elektronning Kompton to‘lqin uzunligi K rentgen nurlanishi to‘lqin uzunligidan kichikligi ko‘rsatildi. (5.34) formula orqali hisoblangan natijalar tajriba natijalari bilan mos keladi. Bu esa elektromagnit to‘lqinlarning korpuskulyar xususiyatga ega ekanligi haqidagi tasavvurlarning to‘g‘riligini isbotlaydi.

Oje elektronlari

Fotoelektrik yutilish yorug‘lik kvanti energiyasining atomning biror elektroniga berilishidan iborat. Bunday fotoeffekt hodisasida fotoelektron va ichki elektron qobig‘ida bo‘sh o‘rin hosil bo‘lgan atom vujudga keladi. Bo‘sh o‘rin yuqorigi elektron qobiqlardan o‘tgan elektron bilan to‘ldiriladi. Bunday o‘tishlarda ma‘lum energiyaga ega bo‘lgan xarakteristik rentgen nurlanishi chiqadi yoki bu nurlanish energiyasi atomning tashqi qobiqdagi elektroniga beriladi. Energiya olgan tashqi elektron atomdan ajralib chiqadi. Bunday jarayon Oje effekti deyiladi. Atomdan ajralgan elektronlar esa Oje elektronlari deyiladi. Oje elektronlari fotoeffekt tufayli uyg‘ongan atomlarning sezilarli darajadagi energiyasini olib ketadi. Oje effekti, ayniqsa elektromagnit o‘tishlar man qilingan hollarda, masalan, O–O o‘tishlarda kuchli namoyon bo‘ladi.

Oje effektida oddiy ionlashgan atom o‘rniga ikki marta ionlashgan atom hosil bo‘ladi. K qobiqda bo‘sh qolgan o‘ringa L qobiqdan elektron o‘tishida hosil bo‘lgan rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $h\nu = E_K - E_L$ bo‘ladi. L qobiqdagi bo‘sh o‘ringa M qobiqdan elektron o‘tishi mumkin. U vaqtda hosil bo‘lgan rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $h\nu = E_L - E_M$ bo‘ladi.

Rasmda fotoeffekt natijasida K-qobiq elektroni yo‘qotilgan atomda rentgen kvantlari va Oje elektronlarining hosil bo‘lishi ko‘rsatilgan.



Rasmda elektronning L qobiqdan K qobiqdagi bo'sh o'ringa o'tishida energiyasi $h\nu_1 = E_k - E_l$ bo'lgan rentgen kvantining hosil bo'lishi tasvirlangan. Agar L qobiqda bo'sh o'rin bo'lsa, bu o'ringa M qobiqdan elektron o'tishida energiyasi $h\nu_2 = E_k - E_m$ bo'lgan rentgen kvanti hosil bo'ladi. Lekin rentgen kvanti hosil bo'lishi o'rniga L qobiqdagi bo'sh o'ringa M qobiq elektroni o'tadi, ortiqcha energiya esa rentgen kvanti sifatida chiqarilmasdan, balki N qobiq elektroniga beriladi va bu elektron atomdan ajraladi. Bu elektron Oje elektroni bo'lib, uning energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E = E_l - E_m - E_n$$

Demak, rentgen nurlarining fotoeffekt hodisasini hosil qilishida bir marta va ikki marta ionlashgan atomlar, xarakteristik rentgen nurlari va Oje elektronlari hosil bo'ladi.

5.3.VODOROD ATOM VA UNING TUZULISHI.



1903-yilda **Tomson atomning shunday bir modelini** topdiki, unga asosan atom musbat elektr bilan bir tekis to'ldirilgan bo'lib, ichida elektron joylashgan bo'ladi (rasm). Sferaning yig'indi musbat zaryadi elektron zaryadiga teng bo'lib, atom bir butun xolatda neytraldir. Sfera ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagicha aniqlanadi:

$$E(r) = \frac{e}{R^3}r \quad (5.35)$$

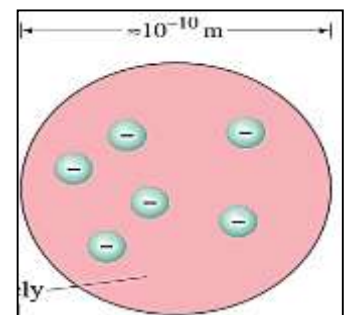
bunda e - sfera zaryadi, R – uning radiusi.

Demak, muvozanat xolatdan (sfera markazidan) r oraliqda turgan elektronga kuch ta'sir qiladi.

$$F = (-e)E = -\frac{e}{R^3}r = -kr$$



Tomson



(5.36)

Yuqoridagi sharoitda muvozanat xolatdan chiqarilgan elektron biron ω chastota bilan tebranadi. Bu quyidagiga teng bo'ladi:

$$\omega = \sqrt{\frac{\pi}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{mR^3}} \quad (5.37)$$

e – elektron zaryadi, m – elektron massasi, R – atom radiusi;

bundan atom radiusini topsak, ifoda hosil bo'ladi.

$$R = \left(\frac{e^2}{m\omega^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.38)$$

$\lambda = 0,6 \text{ mk} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ to'liq uzunligiga chastota mos keladi.

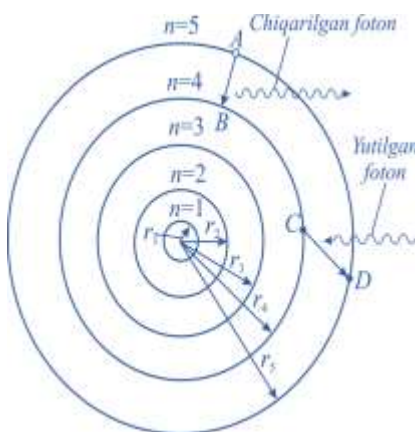
$$\omega \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ sek}^{-1}$$

Demak, olingan qiymat atomning gazokinetik o'lchamiga to'g'ri kelib, Tomson modelining tasdig'i deb qarashimiz mumkin. Lekin keyinchalik modelning to'g'ri emasligi tasdiqlandi.

$$R = - \left(\frac{4,8^2 \cdot 10^{-20}}{0,91 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{-30}} \right)^{\frac{1}{3}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ sm} \quad (5.39)$$

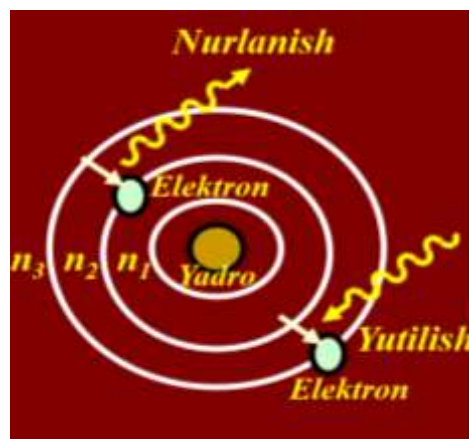
Atom tuzilishining Bor nazariyasi

1913-yilda Rezerfordning atom tuzilishi modeli daniyalik fizik Nils Bor tomonidan mukammallashtirildi va u o'zining atom modelini taklif qildi. Bu model atom spektridagi qonuniyatlarni tushuntirib beradi. Bu modelning mohiyatini Bor o'z postulatlarini orqali tushuntirib berdi.



Bor postulatlarini

1. Atom uzoq vaqt statsionar holatlarda bo'la oladi. Atom statsionar holatlarda energiyaning $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ diskret qiymatlariga ega bo'ladi. Atom statsionar holatlarda energiya nurlamaydi. Shuning uchun bunday holatlar statsionar holatlar deyiladi. Atomning statsionar holatlariga statsionar orbitalar mos keladi.
2. Atomda bo'lishi mumkin bo'lgan statsionar orbitalardan elektronning impuls momenti quyidagi shartni qanoatlantiradigan statsionar orbitalargina mavjud bo'ladi:



$$L = mvr = n\hbar$$

$$(n=1, 2, 3, \dots)$$

3. Elektron energiyasi E_2 bo'lgan orbitadan energiyasi E_1 bo'lgan ($E_2 > E_1$) orbitaga o'tganda atom energiya chiqaradi. Chiqarilgan energiya har ikki orbita energiyalari farqiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$h\nu = E_2 - E_1$$

Klassik fizika qonunlari o'z mohiyatiga ko'ra, uzluksiz jarayonlarni ifodalashga qodirdir. Kimyoviy elementlar atomlari nurlanish spektridagi spektral chiziqlarning xarakteri atom ichidagi jarayonlar uzlukli ekanligini ko'rsatadi. Buni birinchi bo'lib Nils Bor tushundi va klassik fizika qonunlarini atom ichkarisidagi jarayonlarga tatbiq qilib bo'lmasligini ko'rsatdi.

Rezerfordning atom tuzilishi planetar modeli to'g'ri hisoblansada, lekin atomning energiya nurlashi jarayonini, atomlarning turg'unligini tushuntirishda qiyinchiliklarga duch keldi. 1913 yilda Rezerfordning atom tuzilishi modeli daniyalik fizik Nils Bor tomonidan mukammallashtirildi va bu qiyinchiliklar bartaraf qilindi.

Bor Rezerford tajribalarida kuzatilgan, lekin klassik fizika tushuntira olmaydigan natijalarni, qonuniyatlarni tushuntirishda o'zining vodorod atomi tuzilishi modelini taklif qildi. Bor modeli vodorod atomi tuzilishining birinchi muvaffaqiyatli modeli bo'lib, atom tuzilishi to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishida muhim o'rin tutdi. Bor modeli de-Broyl gipotezasining vujudga kelishida ham katta ahamiyatga ega bo'ldi. Atom nurlanishi spektridagi qonuniyatlar, atomdagi energetik sathlar birinchi marta Bor tomonidan tushuntirildi. Vodorod atomi tuzilishining Bor taklif qilgan modeli uning quyidagi postulatlarida asoslanadi:

1. Atom uzoq vaqt stasionar holatlarda bo'la oladi. Atom stasionar holatlarda energiyaning $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ diskret qiymatlariga ega bo'ladi. Atom stasionar holatlarda energiya nurlamaydi. Shuning uchun bunday holatlar stasionar holatlar deyiladi. Atomning stasionar holatlariga stasionar orbitalar mos keladi.

2. Atomda bo'lishi mumkin bo'lgan stasionar orbitalardan elektronning impuls momenti

$$L = m\vartheta r = n\hbar \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (5.40)$$

shartni qanoatlantiradigan stasionar orbitalargina mavjud bo'ladi. Bunday orbitalar ijozat etilgan stasionar orbitalar deyiladi. Atomdagi stasionar orbitalar kvantlangan bo'lib, diskret energetik sathlarni hosil qiladi.

3. Elektron energiyasi E_i bo'lgan orbitadan energiyasi E_f bo'lgan ($E_i > E_f$) orbitaga o'tganda atom energiya chiqaradi. Chiqarilgan energiya har ikki orbita energiyalari farqiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$h\nu = E_i - E_f \quad (5.41)$$

Bu formuladan:

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h}, \quad (5.42)$$

formulada E_i – birinchi orbita energiyasi, E_f – ikkinchi orbita energiyasi, ν – chiqarilgan energiya chastotasi. Munosabat atom energiya yutganda ham o‘rinli bo‘ladi. $E_f > E_i$ bo‘lganda energiya yutiladi. Bunda atomga tushgan foton energiyasi atomni pastgi energetik holatdan yuqorigi energetik holatga o‘tkazadi.

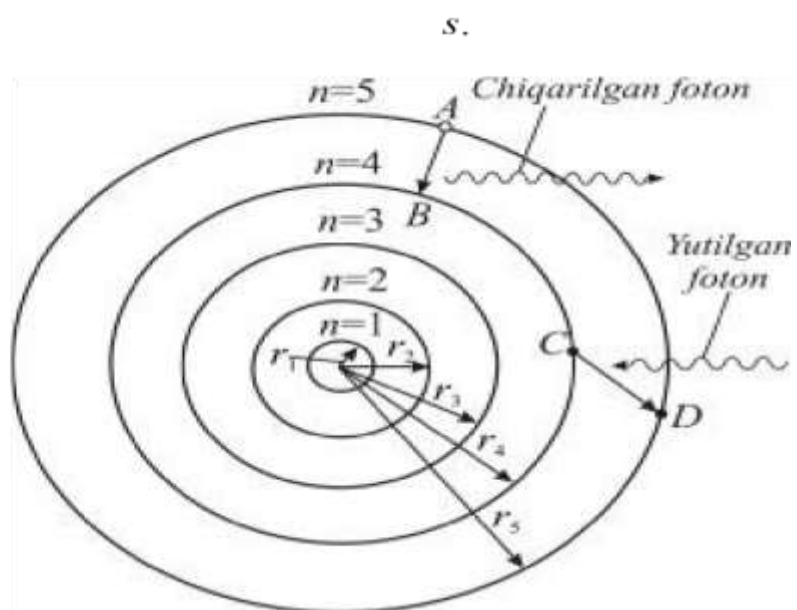
Masalan, agar elektron $n=5$ orbitadan $n=4$ bo‘lgan orbitaga o‘tsa, u vaqtda atom chastotasi

$$\nu = \frac{E_5 - E_4}{h}, \quad (5.43)$$

bo‘lgan energiya chiqaradi (chiqarish spektri hosil bo‘ladi). Agar atomga energiyasi $h\nu = E_5 - E_4$ bo‘lgan foton tushsa, bu foton atomda yutiladi va elektron bu foton energiyasi ta’sirida $n=4$ orbitadan $n=5$ orbitaga o‘tadi (yutilish spektri hosil bo‘ladi). Demak, atom energiyasi katta bo‘lgan holatdan energiyasi kichik bo‘lgan holatga o‘tsa energiya chiqaradi. Agar atom energiyasi kichik bo‘lgan holatdan energiyasi katta bo‘lgan holatga o‘tsa energiya yutadi. Buning uchun atomga tashqaridan energiya berish kerak. Ifodaga esa Bor chastotalari qoidasi deyiladi. h – Plank doimiyliigi bo‘lib, uning son qiymati quyidagicha: $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}, \text{ yoki } \hbar = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{2 \cdot 3,14} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Demak, atomda elektronlar ixtiyoriy qiymatdagi energiyaga ega bo‘lmasdan, balki energiyaning aniq qiymatlarigagina ega bo‘ladi, bu energiyalar qiymatlari diskret spektrni hosil qiladi. Yuqorida keltirilgan postulatlar asosida vodorod atomining birinchi muvaffaqiyatli modeli tuzildi. Bu



modelda hisoblashlar doiraviy orbitalar uchun bajariladi.

Bor modeli atom stasionar holatda nima uchun energiya nurlamasligini tushuntira olmaydi. Bundan tashqari, elektron yadro atrofida doiraviy orbita bo'ylab harakatlanishini tajribada ko'rsatish mumkin emas. Shuning uchun Bor modelining tadbiqida ma'lum cheklashlar mavjud. Keyinchalik spektroskopiyada qilinayotgan yangi kashfiyotlarga Bor modeli javob bera olmadi. Bu hol yangi fizikaviy nazariyani ishlab chiqishni talab qilar edi. Bor modeli o'rniga hozirgi vaqtda Geyzenberg, Shredinger, Diraklar tomonidan yaratilgan atom tuzilishining kvant mexanik modeli kelgan bo'lsada, Bor modeli stasionar holatlar tushunchalarining kiritilishida ko'rgazmali model sifatida foydalanildi. Bor modelini keyingi o'n yilda Zommerfeld, Vilson va boshqalar to'ldirdilar, aniqliklar kiritdilar. Atomda diskret energetik sathlarning mavjudligi 1914-yilda Frank va Gers tomonidan simob atomlari bilan o'tkazilgan tajribada tasdiqlandi.

Doiraviy orbitalarni kvantlash

Stasionar holatlar energiyasi kvantlash qoidasi bilan aniqlanadi. Agar elektronlarning doiraviy orbitalari qarab chiqilsa, Borning ikkinchi postulatiga asosan atomda elektronning impuls momenti Plank doimiyligiga karali bo'lgan shartni qanoatlantiradigan orbitalargina mavjud bo'la oladi, ya'ni

$$L = m\vartheta r = n \quad (n=1,2,3,...). \quad (5.44)$$

Bunda n – butun son bo'lib, kvant soni deyiladi. (5.44) formula elektronning impuls momenti – L kvantlanganligini, uning faqat $1\hbar, 2\hbar, 3\hbar, ...$ bo'lgan diskret qiymatlarnigina qabul qilishi mumkinligini ko'rsatadi. Bunda $\hbar$ impuls momentining birligi qilib qabul qilinadi. (5.44) formula doiraviy orbitalarni kvantlash qoidasidir. Bu qoida yordamida vodorod atomining doiraviy stasionar orbitalar o'lchamlarini va ularga tegishli energiyalarni hisoblash mumkin. Yadro massasi elektron massasidan 2000 marta katta bo'lganligi uchun yadro qo'zg'almas deb qaraladi. Elektron esa yadro atrofida radiusi r bo'lgan aylana bo'ylab harakatlanadi.

Yadro koordinatalar tizimi boshiga joylashtirilgan bo'lsin. Yadrodan cheksiz uzoqdagi masofada elektronning potensial energiyasi nolga teng deb hisoblanadi. Bu vaqtda zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadrodan r masofadagi elektronning to'liq energiyas quyidagicha ifodalanadi:

Energiyasi

$$E = E_n + E_k \text{ yoki } E = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{m\vartheta^2}{2} \quad (5.45)$$

Bu formulada $E_n = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ – elektronning yadro bilan o'zaro tortishuv potensial energiyasi, $E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}$ – elektronning kinetik energiyasi, m – elektronning massasi, ϑ – uning tezligi, e – elektronning zaryadi, ϵ_0 – vakuum uchun dielektrik doimiylilik.

Elektron yadro atrofida aylanma orbitada harakatlanadi deb hisoblanadi. U holda yadro elektr maydonidagi elektronga ta'sir etadigan Kulon tortishish kuchi markazga intilma kuchga teng bo'ladi, ya'ni

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{m\vartheta^2}{2} \quad (5.46)$$

(5.46) dan $m\vartheta^2$ qiymatini topib (5.45) ifodaga qo'yilganda, elektronning to'liq iyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}, \quad (5.47)$$

(5.47) ifodaning har ikkala tomonlarini mr^3 ga ko'paytirib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{Ze^2 mr}{4\pi\epsilon_0} = m^2 \vartheta^2 r^2. \quad (5.48)$$

Bu formulada o'ng tomondagi ifoda impuls momenti kvadratidir. Shuning uchun Borning birinchi postulati (5.45) ifodaga asosan (5.48) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$n^2 = \frac{Ze^2 mr}{4\pi\epsilon_0}, \quad (5.49)$$

(5.48) va (5.49) tenglamalarining tegishli o'ng va chap tomonlarini ko'paytirib, zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadro atrofida doiraviy orbita bo'ylab harakat kilayotgan elektronning to'liq energiyasini aniqlash mumkin, ya'ni:

$$E = -\frac{Ze^2 mr}{32\pi^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (5.50)$$

Bu formula vodorod atomida elektronning stasionar holatlarining energiya sathini ifodalaydi. (5.50) formuladan ko'rinadiki, elektronning to'liq energiyasi n kvant soniga bog'liq. n – elektron orbitalari tartib raqamini bildiradi va $n=1,2,3,\dots$ qiymatlarni qabul qiladi. (5.50) formula atom chiqaradigan yoki yutadigan energiyasini ifodalaydi va uning kvantlanganligini ko'rsatadi. $n=1,2,3,\dots$ bo'lgandagi energiyaning mumkin bo'lgan qiymatlari (5.50) formula orqali hisoblanadi. $n \rightarrow \infty$ da energetik sathlar o'zining $E_\infty=0$ bo'lgan chegaraviy qiymatiga tomon zichlashadi. Atomning $n=1$ bo'lgan eng kichik energiyali holati uning asosiy holati deyiladi. Atom asosiy holatda uzoq vaqt bo'lishi mumkin. Atomning $n=2,3,4,\dots$ bo'lgan holatlari ($n>1$) uning uyg'ongan holatlari deyiladi. Bu holatlarning har birida atomning energiyasi uning asosiy holati energiyasidan katta bo'ladi. (5.50) formuladagi manfiy ishora atom tizimining bog'langanligini va energiyaning kvantlanganligini ko'rsatadi.

(5.50) formulaga elektron massasi va zaryadi son qiymatlarini ($m=9,11 \cdot 10^{-31} \text{kg}$, $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{Kl}$) qo'yib hisoblanganda:

$$E_n = -13.6 / n^2 \text{eV}, \quad n=1,2,3,\dots \quad (5.51)$$

formula hosil bo‘ladi. (5.51) formula orqali n ning turli qiymatlariga to‘g‘ri keladigan energiya hisoblanganda energiya qiyamatlari hosil bo‘ladi:

$n=1$	$E_1=-13,55 \text{ eV}$
$n=2$	$E_2=-3,38 \text{ eV}$
$n=3$	$E_3=-1,5 \text{ eV}$
$n=4$	$E_4=-0,84 \text{ eV}$
$n=5$	$E_5=-0,54 \text{ eV}$
$n=6$	$E_6=-0,38 \text{ eV}$

Hisoblangan energiya qiymatlaridan ko‘rinadiki, orbita radiusi ortishi bilan elektronning manfiy qiymatli energiyasi kamayib boradi. $E \rightarrow 0$ da energetik sathlar zichlashib boradi. $E > 0$ da elektron erkin bo‘ladi va energetik sathlar kvantlanmaydi, uzluksiz spektr hosil bo‘ladi.

Shunday qilib, elektron energetik sathlari energiyasi kvantlangan bo‘lib, (5.51) yoki (5.51) formulalar bilan aniqlanadigan diskret qiymatlarga ega bo‘ladi. Endi Borning uchinchi postulatidan foydalanamiz. Elektron n_i stasionar orbitadan n_f stasionar orbitaga o‘tganda, atom yorug‘lik kvanti chiqaradi. Uning energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$h\nu = E_i - E_f, \quad (5.52)$$

energiya uchun yozilgan (5.52) formulaga asosan (5.52) formulani quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$h\nu = E_i - E_f = \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (5.53)$$

n_i va n_f lar yuqori E_i va pastki E_f energetik sathlarga tegishli bo‘lgan kvant sonlardir. (5.53) formula vodorod atomining spektrini tahlil qilish asosida hosil qilingan. (5.53) formuladan atom chiqaradigan energiya chastotasini hisoblash formulasini hosil qilish mumkin, ya’ni:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (5.54)$$

Bunda $\frac{h}{2\pi}$ va $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ekanligi hisobga olinganda atom chiqaradigan foton energiyasining to‘lqin uzunligini aniqlash mumkin bo‘lgan formula hosil bo‘ladi, ya’ni

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{Z^2 e^4 m}{64\pi^3 \epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (5.55)$$

Bu formuladan:

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{64\pi^3 \epsilon_0^2 c}. \quad (5.56)$$

R – Ridberg doimiyligi deyiladi.

(5.53) ifodada vodorod atomi uchun $Z=1$, u holda

$$R = \frac{e^4 m}{64 \pi^3 \epsilon_0^2 c^3} \cdot \quad (5.57)$$

U vaqtda (5.55) formulani quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (5.58)$$

(5.58) formula empirik formula bo'lib, shvesiyalik olim Yu.R.Ridberg tomonidan ishlab chiqilgan. Ridberg doimiyligi bir smda joylashadigan to'liq sonini bildiradi. (5.57) formulaga kiradigan fizik kattaliklar $e, m, \hbar$ larning son qiymatlarini qo'yib hisoblanganda, R ning nazariy hisoblangan qiymati hosil bo'ladi: $R=109737 \text{ sm}^{-1}$. R ning bu qiymati tajribada spektroskopik usul bilan aniqlangan qiymatiga juda yaqindir. Bu esa vodorod atomi energetik sathlari energiyasini aniqlash uchun Bor tomonidan ishlab chiqilgan formulaning to'g'riligini tasdiqlaydi.

Bor nazariyasi atomda bo'lishi mumkin bo'lgan stasionar orbitalarning radiusini hisoblashga imkon beradi. (5.49) formuladan stasionar orbita o'lchami aniqlanadi.

$$r = r_n = R \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2 m} \cdot n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (5.59)$$

Atomdagi birinchi stasionar orbita o'lchami aniqlanganda $n=1$ deb olinadi (atomning asosiy xolati). U vaqtda:

$$r_1 = R \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2 m} = 0.53 \text{ \AA} \quad (5.60)$$

$$r = r_B = 0.53 \text{ \AA}$$

r_B – Bor orbitasi radiusi deyiladi. Bu natija gazlar kinetik nazariyasi beradigan qiymat bilan mos keladi. (5.27) formuladan:

$$r_n = n^2 r_1. \quad (5.61)$$

(5.28) formula atom stasionar orbitalari radiuslari (o'lchamlari) kvantlanganligini va ularning diskret $r_1, 4r_1, 9r_1, \dots$ qiymatlarinigina qabul qilishini ko'rsatadi.

5.4. Frank va Gerts tajribalari

1913-yilda nemis fiziklari J. Frank va G. Gertslar atomda statsionar holatlar mavjudligini tajribada isbot qilishdi. Bu tajribalar Frank va Gerts tajribalari deyiladi. Bu esa Bor nazariyasining eksperimental isboti hisoblanadi.



Jeyms Frank
1882-1964



Gustav Lyudvik Gerts

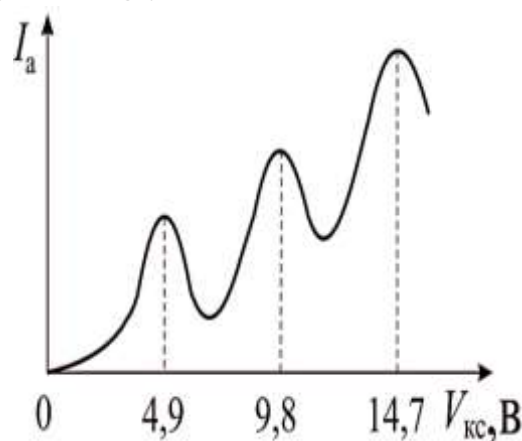
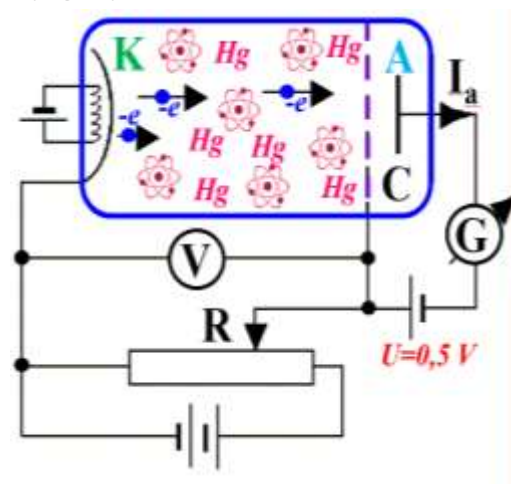
Frank va Gerts tajribasining asosiy g'oyasi

Ko'proq siyraklashtirilgan gaz molekulalari va atomlari elektronlar bilan bombordimon qilinadi: bunda elektronlarning urilishdan oldingi va keyingi tezliklari taqsimlanishi tekshiriladi. Agar urilish elastik bo'lsa, urilish natijasida tezliklar taqsimlanishi o'zgarmaydi va noelastik urilish bo'lsa elektronlarning bir qismi o'zlari urilgan atomlarga o'z energiyalarini beradi va tezliklar taqsimlanishi o'zgaradi.

5,3 V da elektron atomga 4,9 V (simob atomining birinchi uyg'onish potentsiali) ga teng bo'lgan energiyani beradi va 0,4 eV energiya bilan harakatini davom ettiradi. Agar xatto shunday elektron to'r va anod orasiga tushib qolgan bo'lsa ham, 0,5 V to'xtatuvchi kuchlanishni yenga olmaydi va orqaga to'rga qaytariladi. Elektron bilan to'qnashib energiya olgan atomlar uyg'ongan holatga o'tadi va juda qisqa vaqt ichida chastota va yorug'lik kvanti chiqarib asosiy holatga o'tadi.

9,8V dan katta kuchlanishda elektron katod-anod yo'lida simob atomi bilan ikki marta noelastik to'qnashishi mumkin, bunda 9,8 eV energiya yo'qotishi mumkin, buning natijasida I tok kuchi yana kamaya boshlaydi.

Bundan ortiq kuchlanishlarda elektronlarning atomlar bilan 3 marta noelastik to'qnashishlari sodir bo'ladi, bu $U=14.7$ V kuchlanishlarda maksimumning paydo bo'lishiga olib keladi.



Frank va Gers tajribalari

Frank va Gers tomonidan 1913-yilda o'tkazilgan tajribalar atom holatlarining diskret ekanligini tasdiqladi.

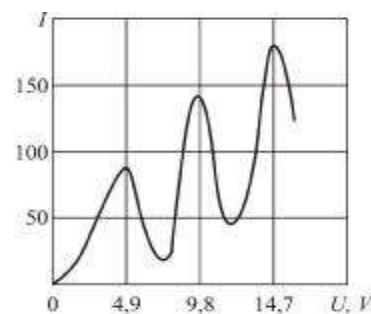
Elektron bilan atom orasidagi noelastik to'qnashuvlarda elektron o'z energiyasini atomga beradi. Elektron istalgan qiymatdagi kinetik energiyaga ega bo'lishi mumkin. Agar atomning ichki energiyasi ham uzluksiz o'zgarsa edi, atom elektron bilan noelastik to'qnashganda atom elektrondan istalgan qiymatdagi energiyani qabul qilar edi. Lekin tajribada bunday hol kuzatilmadi. Tajribalar atom elektron bilan noelastik to'qnashganda, atom elektrondan faqat aniq bir qiymatdagi energiyagina qabul qila olishini ko'rsatdi. Atom qabul qilgan bu energiya qiymati atomning ikki stasionar holatlari energiyalari farqiga teng bo'ladi. Demak, elektron bilan atom orasidagi noelastik to'qnashuvlarda elektron atomga energiyaning faqat aniq bir qiymatdagi energiyagina bera oladi. Elektronning atomga bergan energiyasi miqdorini o'lchab, bu energiya ikki stasionar holatlar energiyalari farqiga teng ekanligini aniqlash mumkin. Frank va Gers tajribasining g'oyasi ham shundan iborat edi.

Tajriba sxemasi. Tajriba qurilmalarining sxemasi rasmda keltirilgan.

Bosimi 1 mm simob ustuniga ($\approx 130 \text{ Pa}$) teng bo'lgan simob bug'i bilan to'ldirilgan trubka ichiga katod (K), to'r (A) va anod vazifasini bajaradigan (B) plastinka joylashtirilgan. Qizdirilgan katod (K) va to'r (A) orasiga katoddan chiqqan elektronlarni tezlatuvchi potentsiallar farqi (U) ko'yilgan. Elektronlar o'z harakatlari davomida simob atomlari bilan to'qnashadilar. B plastinka A to'rdan keyin joylashtirilgan, ular orasiga kuchsiz ($\approx 0,5 \text{ V}$) tormozlovchi potentsial U_3 qo'yiladi. Elektronlar A to'r bilan B plastinka orasida tormozlanadi. Agar energiyasi $0,5 \text{ eV}$ dan kichik bo'lgan elektron A to'rdan o'tsa, u V plastinkagacha yetib kela olmaydi. Energiyasi $0,5 \text{ eV}$ dan katta bo'lgan elektronlarga A to'rdan o'tib B plastinkaga yetib kela oladilar. Ularning soni galvanometr (G) ko'rsatayotgan tok kuchi kattaligi orqali aniqlanishi mumkin.

Tajribalarda B plastinkaga tushgan elektronlar hosil qilgan tok kuchi bilan elektronlarni tezlatuvchi potentsiallar farqi U orasidagi bog'lanishning (volt-amper xarakteristikasi) grafigi chizilgan. Volt-amper xarakteristikada tok kuchining maksimumlari birbiridan bir xil oraliqda joylashgan. Ketma-ket joylashgan maksimumlar orasidagi har bir oraliq $\approx 4,9 \text{ V}$ ga teng. Birinchi maksimum $4,9 \text{ V}$ potentsiallar farqiga, ikkinchi maksimum $9,8 \text{ V}$, uchinchi maksimum $14,7 \text{ V}$ potentsiallar farqiga to'g'ri keladi.

Tajribalar tahlili. Tajribalar natijalari asosida chizilgan voltamper xarakteristikada tok kuchi maksimumlari hosil bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Volt-amper xarakteristikada tok kuchi avval monoton ortib boradi va potentsiallar farqi $U=4,9$ voltga yetganda maksimumga erishadi, so'ng U yana orttirilishi bilan tok kuchi keskin kamayib minimumga erishadi, U yana orttirib borilganda va $U=9,8$ voltga yetganda tok kuchi maksimumga erishadi. Tok kuchining bunday maksimumi $U=14,7$ voltda yana takrorlanadi. Har ikki maksimumlar orasidagi potentsiallar farqi $4,9$ voltda teng. Volt-amper xarakteristikaning bunday ko'rinishda bo'lishi atomlarda energetik sathlarning diskret ekanligini va atomlar energiyani faqat ma'lum bir porsiyalar tarzida qabul qila olishini, ya'ni simob atomlari $4,9$ eV diskret energiyasiga qabul qilishini ko'rsatadi. Elektronlar energiyasi $4,9$ eV dan kichik bo'lganda, elektronlar bilan simob atomlari orasida to'qnashuvlar elastik bo'ladi. Elektronlar A to'r va B plastinka orasidagi tormozlovchi potentsialni yengib B plastinkaga kelib tushadilar. Bu vaqtda zanjirda tok kuchining ortishi va elektronlar energiyasi $4,9$ eVga yetganda tok kuchining maksimumga erishishi kuzatiladi. Elektronlar energiyasi $4,9$ eV bo'lganda, ular simob atomlari bilan noelastik to'qnashadilar va o'z energiyalarini simob atomlariga beradilar. Energiyasini simob atomlariga bergan elektronlar B plastinkaga yetib kela olmaydilar, bu vaqtda tok kuchining keskin kamayib ketishi ko'rinadi. Potentsiallar ayirmasi yana orttirib borilganda tok kuchi ortib boradi. Elektronlar energiyasi $9,8$ eVga yetganda tok kuchi yana maksimumga erishadi. Bunda elektronlar simob atomlari bilan yana noelastik to'qnashadi va o'z energiyalarini simob atomlariga beradi. Energiyasini simob atomiga bergan elektronlar B plastinkaga (anodga) yetib kela olmaydilar, tok kuchi yana keskin kamayib ketadi. Shu tariqa elektronlar energiyasi $14,7$ eVga yetganda ham elektron va simob atomi orasida noelastik to'qnashuvlar bo'ladi. Bu tajribalardan elektronlar energiyasi har $4,9$ eVga oshganda simob atomlari bilan noelastik to'qnashuvlar bo'lishi ko'rinadi. Demak, tajribada simob atomida $4,9, 9,8, 14,7$ eV diskret energiyalarga ega bo'lgan stasionar holatlar mavjudligi aniqlandi. Atomdagi holatlar kvantlangan bo'lib, faqat diskret $\Delta E = E_2 - E_1 = 9,8 - 4,9 = 4,9$ eV energiyalarnigina qabul qilishi yoki chiqarishi mumkin. Noelastik to'qnashuvlarda $4,9$ eV energiyani qabul qilgan simob atomlari uyg'ongan holatga o'tadilar. Uyg'ongan holatda $10^{-7} - 10^{-8}$ sekundgina yashab, so'ng olgan energiyalarini yorug'lik (chaqnash) kvant sifatida chiqarib yana asosiy holatga o'tadilar. Simob atomi nurlanishida chiqargan energiyasi $4,9$ eV ga teng. Yoki boshqacha aytganda, simob atomlari asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tishida energiyani yutadi, atom uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tishida yutgan energiyasini yorug'lik kvanti ko'rinishida chiqaradi. Atom chiqaradigan diskret qiymatdagi energiyalar diskret spektrni hosil qiladi. Energiyaning har bir diskret



qiymatiga spektrda ma'lum spektral chiziq to'g'ri keladi. Umumiy holda o'tishlar ikki uyg'ongan holatlar orasida bo'lishi mumkin. Pastki energetik sathdan yuqoriga o'tishda energiya yutiladi, yuqori sathdan pastki sathga o'tishda esa energiya chiqariladi. Asosiy holat qatnashadigan o'tishlar rezonans o'tishlar deyiladi. Simob atomi chiqaradigan 4,9 eV energiya (yorug'lik kvanti) simob atomining to'liq uzunligi 253,7 nm bo'lgan rezonans chizig'iga tegishlidir, ya'ni simob atomi 4,9 eV energiya chiqarganda rezonans o'tish bo'ladi, chunki bunda asosiy holat qatnashadi. 4,9 V simob atomi rezonans potentsiali deyiladi. Tajriba natijalaridan shunday xulosa qilish mumkinki, simob atomida kamida ikkita energetik holat mavjud: uyg'otilmagan holat (bu holat asosiy holat deyiladi) va birinchi uyg'ongan energetik holat. Bu holat asosiy holatdan 4,9 eV energiya bilan farq qiladi. Lekin simob atomida yana yuqori uyg'ongan energetik holatlar mavjudligi aniqlangan. Atomlar nurlanishlarida uyg'ongan holatlarining diskret energetik spektrlari hosil bo'ladi. Atom chiqaradigan spektral chiziqlarning spektrda joylashishi atomda energetik sathlarning joylashishiga bog'liq. Shunga o'xshash tajribalar boshqa moddalar bilan ham o'tkazilgan. Barcha tajribalarda ham yuqorida bayon qilingan jarayonlar kuzatilgan. Masalan, kaliy va natriy atomlari bilan tajribalar o'tkazilgan. Kaliy uchun rezonans potentsial 1,63 V, natriy uchun 2,12 V ekanligi aniqlangan.

Frank va Gerts tajribalari natijasida quydagilar aniqlanadi:

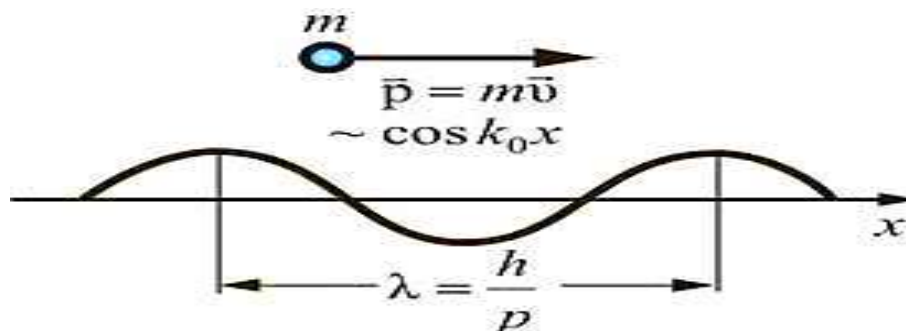
1. Elektronlar tezliklari biror kritik tezlikdan kichik bo'lganda to'qnashish to'la elastik bo'ladi, ya'ni elektron atomga o'z energiyasini bermasdan undan o'z tezligi yo'nalishini o'zgartiribgina qaytadi. 2. Kritik tezlikka yetgan tezlikda zarb noelastik yuz beradi, ya'ni elektron o'z energiyasini yo'qotadi va uni atomga beradi, atom esa natijada katta energiya bilan xarakterlanadigan boshqa statsionar holatga o'tadi. Shunday qilib atom yo umuman energiya qabul qilmaydi (elastik zarba) yoki agar energiya qabul qilsa, faqat ikki statsionar holatlar energiyasi ayirmasiga teng miqdordagina qabul qiladi.

Shunday qilib Frank va Gerts tajribalaridan atomlarda **diskret (uzlikli) energetik satxlar** mavjudligini bevosita ko'rish mumkin.

Ba'zi bir birinchi guruh elementlarining xususiyatlari

	Natriy Na	Seziy Cs	Mis Cu	Kaliy K	Simob Hg
1-sathning uyg'onish energiyasi, eV	2.1	1.39	3.8	1.6	4.9
Ionizatziya energiyasi, eV	5.1	3.9	7.7	4.3	10.4

5.5.DE-BROYL GIPOTEZASI



De-Broyl gipotezasi

Yorug‘lik dualizmini chuqur anglagan de-Broyl foton kabi, tinchlikdagi massasi nolga teng doim boshqa mikrozarralar ham to‘lqin tabiatiga ega bo‘lishi kerak degan g‘oyani dadil ilgari surdi.

1924-yili de-Broyl «Kvantlarga doir izlanishlar» deb atalgan doktorlik himoyasida, shunday fikrni berdi:

«Agar yorug‘lik nuri ko‘p hollarda o‘zining korpuskulyarlik xususiyatini namoyon etar ekan, nima uchun elektron ham to‘lqin xususiyatiga ega bo‘lmasligi kerak». Bu fikrni keyin yanada rivojlantirib, o‘zining «Fizikada inqilob» kitobida to‘lqin xarakterga ega bo‘lgan yangi mexanika yaratish kerak dedi. Haqiqatan ham dastlabki paytda kvant mexanika fani to‘lqin mexanika deb atalgan. Natijada de-Broylning zarralar dualizmi degan gipotezasi vujudga keldi. Shunday qilib, de-Broyl mikrozarralar dualizmini nazariyasini ishlab chiqdi va bu nazariyaning miqdoriy munosabatini topdi.

De-Broyl fikricha, fazoda doimiy v tezlik bilan harakatlanuvchi zarracha o‘zini yassi monoxromatik to‘lqin kabi tutadi. Bu fikr **De-Broyl gipotezasi** deyiladi. Bunday to‘lqinlar **De Broyl to‘lqinlari** deyiladi.



Lui de-Broyl

$$E = mc^2 = mc \cdot c = p \cdot c \rightarrow hv = pc \rightarrow p = \frac{hv}{c} \rightarrow p = \frac{h}{\lambda}$$

De-Broyl gipotezasiga binoan yuqoridagi zarraning impulsini quyidagicha ifodalash mumkin.

$$p = \frac{h}{\lambda} = m\vartheta \quad (5.62)$$

Bundan harakatdagi zarraning to‘lqin uzunligini topamiz

$$\lambda = \frac{h}{m\vartheta} = \frac{h}{p} \quad (5.63)$$

Bu yerda λ de-Broil to‘qini uzunligidir

Maxsus nisbiylik nazariyasini hisobga olinsa relativistik impuls quyidagicha ifodalanadi;

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{E^2 + E_0^2} \quad (5.64)$$

buni Lui de-Broyl ifodasiga qo'ysak, quyidagi ifodani olishimiz mumkin;

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E^2 + E_0^2}} = \frac{hc}{\sqrt{m^2 c^4 + m_0^2 c^4}} = \frac{hc}{\sqrt{\left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}} \right)^2 c^4 + m_0^2 c^4}} \quad (5.65)$$

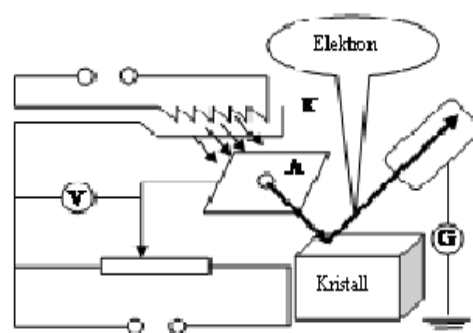
bundan quyidagini keltirib chiqaramiz;

$$\lambda = \frac{h}{m_0 c \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{g^2}{c^2}} - 1}} = \frac{h \sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}}{m_0 g} \quad (5.66)$$

Bu formuladan $g \ll c$ tezliklarda $\lambda = \frac{h}{m g}$ ifoda hosil bo'ladi

Devisson-Jermer tajribasi.

1927 yilda amerikalik fiziklar K. Devisson (1881-1958) va L. Jermerlar (1896-1971) tajribada elektronlar dastasini to'liq xossaga ega ekanligini aniqladilar. Ular rentgen nurlarining to'liq uzunligini aniqlash usulidan elektronlarning to'liq xossasini tekshirish uchun foydalandilar. Tajriba sxemasi rasmda ko'rsatilgan. Rentgen nurlari o'rniga katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar dastasi nikel kristalli sirtiga yo'naltirilgan. Katoddan uchib chiqqan elektronlarning energiyasi, katod va anod orasiga beriladigan kuchlanishni potentsiometr bilan o'zgartirish orqali boshqariladi. Anodda kichkina yumaloq tirqish bo'lib, undan chiqqan elektronlar ma'lum burchak ostida kristall sirtiga tushadi va undan o'sha burchak ostiga qaytadi.



Qaytgan elektronlar Faradey silindri yordamida qayd qilinadi.

Elektronlarning katod va anod orasidagi elektr maydonida olgan kinetik energiyasi

$$\frac{m_{0e}v^2}{2} = eU \quad (5.67)$$

bo'lgani uchun, tezligi

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_{0e}}} \quad (5.68)$$

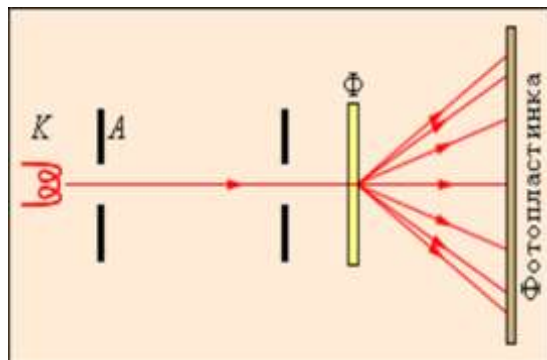
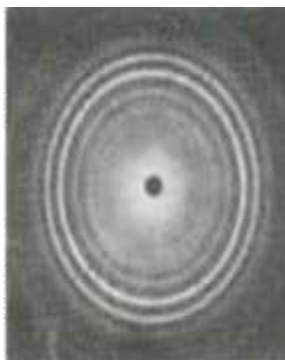
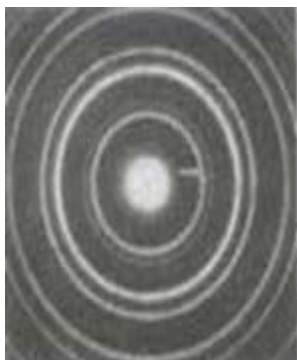
bo'ladi.

Buni de-Broyl formulasiga qo'ysak quyidagi ifodaga ega bo'lamiz;

$$\lambda = \frac{h}{m_{0e}v} = \frac{h}{\sqrt{2em_{0e}U}} \quad (5.69)$$

Bu tajribada K. Devisson va L. Jermer olgan natijasi elektronning to'liq uzunligini $1,67 \text{ \AA}$ ekanligini ko'rsatadi. Bu de-Broylning naqadar haqligining amaliy isboti edi.

Tomson-Tartakovskiy tajribalari

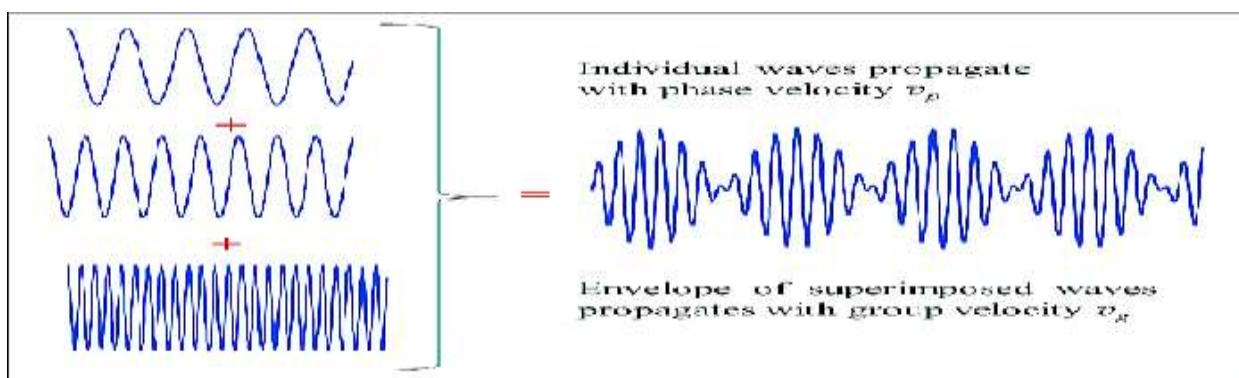


Rus olimi Tartakovskiy P.S. katta tezlikdagi elektronlarni yupqa ($d \approx 1 \text{ mkm}$) metall qatlamidan o'tkazib, elektronlar hosil qilgan difraktsiya manzarasining rasmini fotoplenkaga tushirdi.

G.Tomson (1928) elektronlarning difraktsiya manzarasiga magnit maydoni ta'sir qilishini tajribada aniqladi. Bu tajriba difraktsiyani elektron bilan kristallni ta'sirlanishida hosil bo'lgan rentgen nurlari hosil qilmasdan, balki elektronlarning o'zi hosil qilishini ko'rsatadi.

De-Broyl to'liqlari. To'liqin paketi.

Fazoda har xil to'liqin uzunlikka ega bo'lgan juda ko'p sonli to'liqinlar qo'shilishidan hosil bo'lgan va ma'lum bir amplitudaga ega bo'lgan to'liqinlar majmuasi **to'liqin paketi** deyiladi. To'liqin paketi ichida joylashgan monoxromatik to'liqinlarning interferensiyanishi tufayli fazoning chegaralangan sohasida amplituda oshib, uning atrofida esa uning qiymati nolga tenglashib, zarra bilan bog'langan to'liqin guruhi hosil bo'ladi.

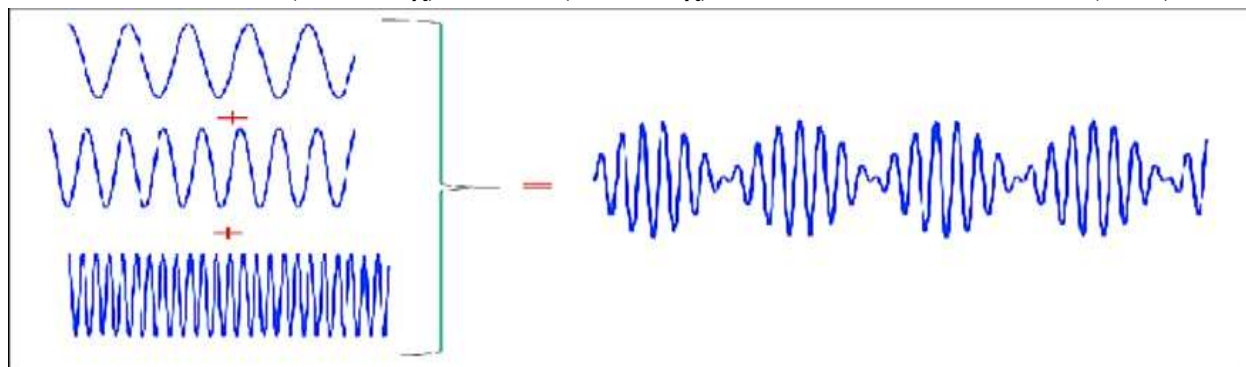


To'liqin paketi tushunchasini tasavvur qilish uchun quyidagi misolni keltirib o'tamiz. Chastotasi ω_1 va ω_2 , to'liqin sonlari k_1 va k_2 bo'lgan ikki to'liqinning to'liqin funksiyalari quyidagicha:

$$\psi_1 = A \cos(\omega_1 t - k_1 x), \dots \psi_2 = A \cos(\omega_2 t - k_2 x). \quad (5.70)$$

Superpozitsiya prinsipiga asosan ularni qo'shamiz

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2 = A \cos(\omega_1 t - k_1 x) + A \cos(\omega_2 t - k_2 x) \quad (5.71)$$



De-Broyl fazaviy va gruppaviy tezliklari

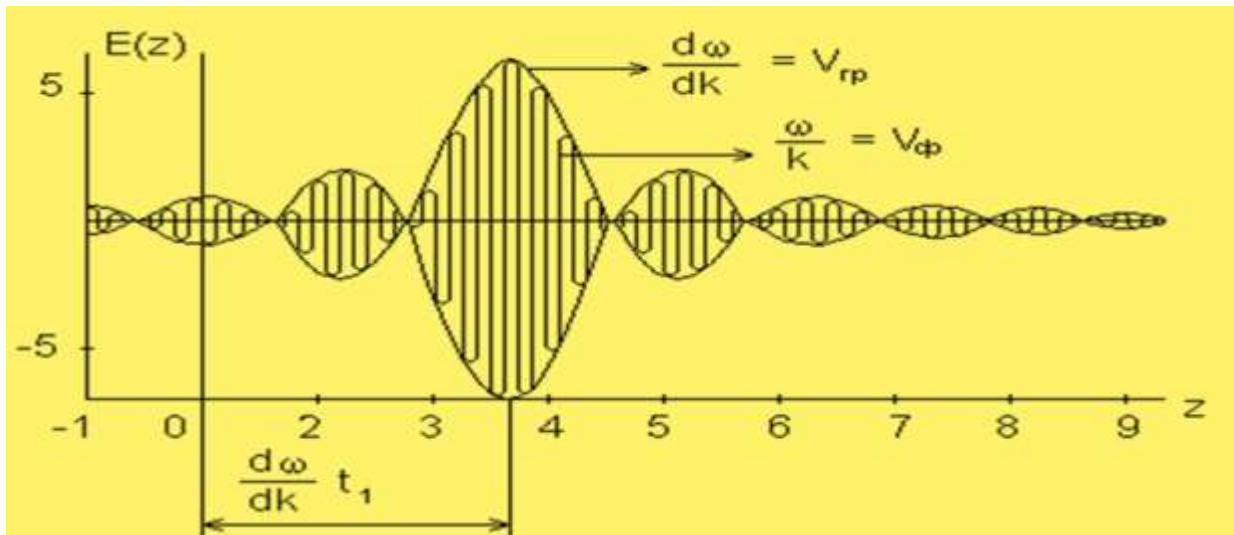
To'liqin paketini tashkil qilgan har bir to'liqinning xususiy tezligi **fazaviy tezlik** deyiladi. Superpozitsiya tufayli hosil bo'lgan to'liqin paketi og'uvchisining tezligi boshqa tezlikda harakat qilgani uchun **gruppaviy tezlik** deyiladi.

$$V_f = v \cdot \lambda = \frac{2\pi\omega}{2\pi k} = \frac{\omega}{k} \quad (5.71)$$

($\omega = 2\pi\nu$ - burchak chastota, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to'liq soni.

To'liqin paketi og'uvchisining tezligi, ya'ni gruppaviy tezlik - V_{gr} tezligiga tengdir.

$$V_{gr} = \frac{d\omega}{dk} = -\lambda^2 \frac{dv}{d\lambda} \quad (5.72)$$



Noaniqlik prinsipi

Noaniqlik munosabatlari 1927-yilda Geyzenberg tomonidan aniqlangan bo'lib, u mikroolam qonuniyatlarini tushunishda va kvant mexanikasi yaratilishida muhim qadam bo'ldi. Tabiatning to'liqin-zarra dualizmiga mos keladigan muhim prinsip noaniqlik prinsipidir. Unga ko'ra, prinsipial jihatdan bir vaqtning o'zida zarraning koordinatasini va impulsini cheksiz katta aniqlik bilan o'lchash mumkin emas.

Ob'ektning koordinatasini o'lchashda keng tarqalgan usul - bu ob'ektni nur yordamida ko'rib chiqishdir. Biz ob'ektdan yorug'lik tarqatamiz va tarqalgan yorug'lik yo'nalishi bo'yicha koordinatani aniqlaymiz.



Geyzenberg

Zarrachalarning fazodagi o'ziga xos joylashuvini ifodalovchi aniqlik darajasi

Geyzenbergning noaniqlik munosabati

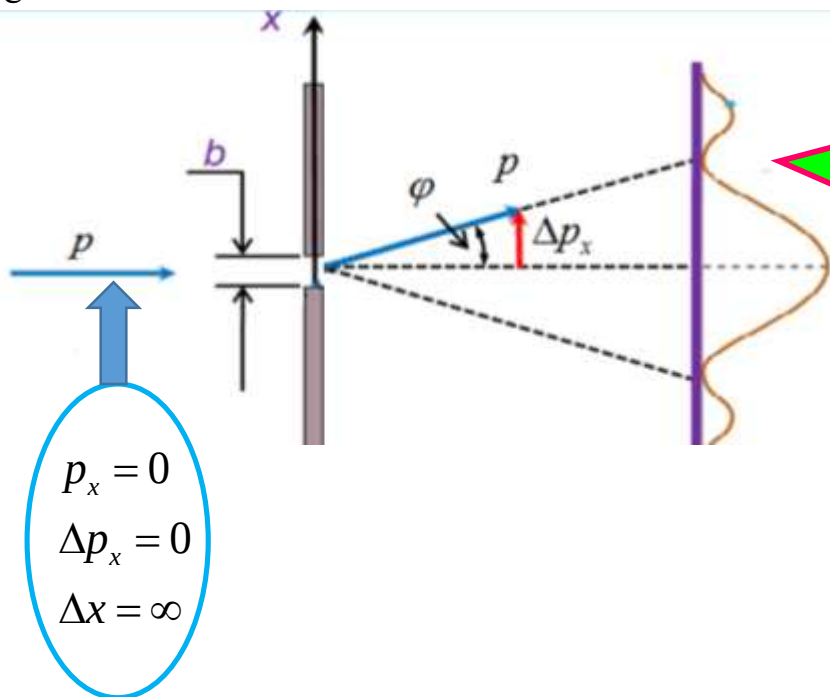
Bir vaqtning o'zida zarraning koordinatasini va impulsini cheksiz katta aniqlik bilan o'lchash mumkin emas.

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$$

Barcha o'qlar bo'yicha Geyzenberg noaniqlik munosabati

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta p_y \Delta y \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta p_z \Delta z \geq \frac{\hbar}{2}$$

Masalan: Fazoda erkin harakatlanadigan zarraning x koordinatasini aniqlaymiz, buning uchun uning yo'liga b kenglikdagi tirqishni joylashtiramiz. U holda quyidagiga ega bo'lamiz:



Birinci difraksion minimum
 $b \sin \varphi = \lambda$

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad b = \Delta x$$

$$b \cdot \sin \varphi = \lambda$$

$$\Delta x \cdot \sin \varphi = \frac{h}{p}$$

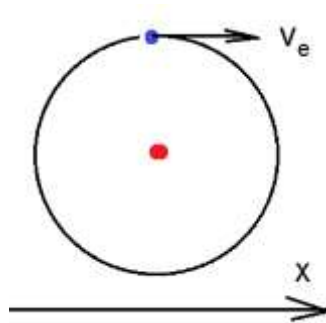
$$p \sin \varphi = \Delta p_x$$

$$\Delta x \cdot \sin \varphi = \frac{h}{p}$$

Noaniqlik munosabati ba'zi mikroduyo obyektlarga klassik mexanikani qonunlari qo'llash mumkinligini ko'rsatadi.

Misol: Borning vodorod atomidagi elektron uchun.

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar/2$$



Vodorod atomi, $Z=1$

$$r_1 = 0.53 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0.53 \text{ \AA}$$

$$v_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ m/s}$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta v_x &\approx 0.5 v_x \\ \Delta x &\geq \frac{\hbar}{2 \Delta p_x} = \frac{\hbar}{2 m \Delta v_x} \\ v_x &= 2 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{cek}} \end{aligned} \right\}$$

$$\Delta x = \frac{\hbar}{m v_x} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34}}{9.1 \cdot 10^{-31} \cdot 2\pi \cdot 2 \cdot 10^6} \approx 0.5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{m}}{\text{cek}} = 0.5$$

A^0

$$\Delta x \geq 0.5 \text{ \AA}$$

Atomning chiziqli o'lchamlarining koordinata noaniqligi. Bor atomidagi aylana orbita tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotadi! Klassik mexanikaning qo'llanilishi (Bor) noto'g'ri.

Misol. Elektron-nurli trubkadagi elektronning harakati

Elektron nuri ekranda hosil qilayotgan dog' ko'zga ko'rinishi kerak. Shunga muvofiq uning radiusi $\approx 0,1 \text{ mm}$ dan kam bo'lmasligi kerak.

Bu holda dog'ning o'lchami impuls noaniqligi aniqlanadi.

1. $\Delta x \geq \frac{\hbar}{2 \Delta p_x}$

2. $\frac{\Delta p_x}{p} = \frac{r}{L}$

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{2 \Delta p_x} = \frac{\hbar L}{2 p r} = \frac{\hbar L}{2 r \sqrt{2 m e U}}$$

$$\Delta x \geq \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 0,1}{2 \cdot 2 \cdot 3,14 \cdot 10^{-4} \sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^4}} \approx 10^{-9} \text{ m}$$

$$3.eU = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$$

$$\Delta x \geq 10^{-9} \text{ m} \ll r = 10^{-4} \text{ m}$$

Elektronlarning to'liqini xususiyatlarini hisobga olmaslik ham mumkin. Traektoriya tushunchasi elektron-nurli trubkadagi elektronning harakati uchun o'rinli. Elektronning harakatini klassik mexanika qonunlariga ko'ra hisoblash mumkin, chunki u to'liqin deb qaraladi!

Misol: Chang zarrasida

Chang zarrasining massasi: $m = 10^{-12} \text{ g}$

Chiziqli o'lchamlari: $r \approx 10^{-4} \text{ sm} = 1 \text{ mkm}$

Chang zarrasining x koordinasini 10^{-6} sm aniqlikda aniqlaymiz.

$\Delta x \ll r$ va $\Delta x \ll \lambda$ (ko'zga ko'rinuvchi yorug'likning to'liqin uzunligi $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$) **Bu juda yuqori aniqlik hisoblanadi.**

Tezlikini aniqlashdagi noaniqlik qanday bo'ladi?

Chang zarrasi– katta o'lchamli, biroq massasi kichik, u makrodunyo obyekti hisoblanadi shuning uchun unga klassik fizika qonunlarini qo'llash mumkin.

Zarra energiyasi va energiyani o'lchash vaqti uchun Geyzenberg noaniqlik munosabatlari

$$\Delta v \cdot \Delta t \geq 1$$

$$\Delta E = h \Delta \nu$$

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h$$

$$\Delta \left(\frac{E}{h} \right) \Delta t \geq 1$$

Koordinata va impuls uchun yozilgan noaniqlik munosabatiga o'xshash munosabatni energiya va vaqt uchun ham yozish mumkin.

ΔE - energiyani aniqlashdagi noaniqlik (xatolik). Δt - vaqtni aniqlashdagi **Ta'rif:** agar energiyani aniqlashdagi xatolik ΔE bo'lsa va shu vaqtda o'lchangan vaqtning xatoligi ΔE bo'lsa, u holda o'lchashning bu ikki xatoligini ko'paytmasi tartibi jihatdan

Plank doimiysi h ni qiymatidan

hech qachon kichik bo'lmaydi.

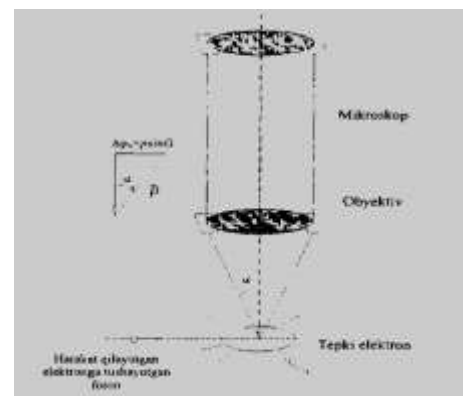
Geyzenberg mikroskopi

Zarra koordinatasini saqlash uchun «Geyzenberg mikroskopi» deb atalmish aqliy eksperimentdan foydalanamiz. Hayoliy mukammal mikroskop yordamida bir vaqtning o'zida elektronning koordinatasi va impulsini aniqlashga urinib ko'ramiz.

Geometrik optikadan bilamizki mikroskopning ajratish qobiliyati

$$\Delta x \frac{\lambda}{2 \sin a}$$

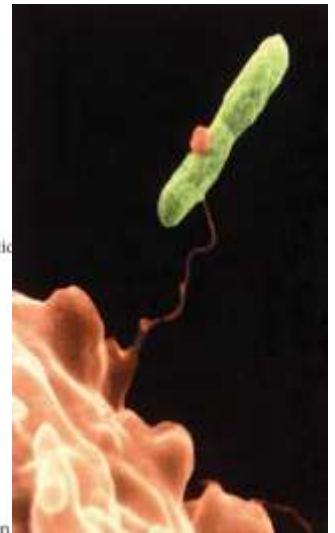
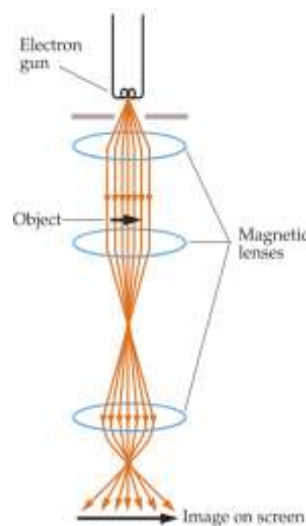
(5.73)



Elektron mikroskop

a) Qizigan trubka elektronlarni katta potentsiallar farqlar bilan tezlashtiradi. Elektron nurlari magnit-fokuslovchi linzalar bilan parallel holga keltiriladi. Elektronlar ingichka nishonga uriladi va keyin ikkinchi magnit linzaga tushadi unda fokuslanib to'g'ri tasvir hosil qilish uchun uchinchi magnit linzaga qarab yo'naladi. Uchinchi magnit linza elektron nurni tasvirni hosil qilish uchun ekranga yo'naltiradi.

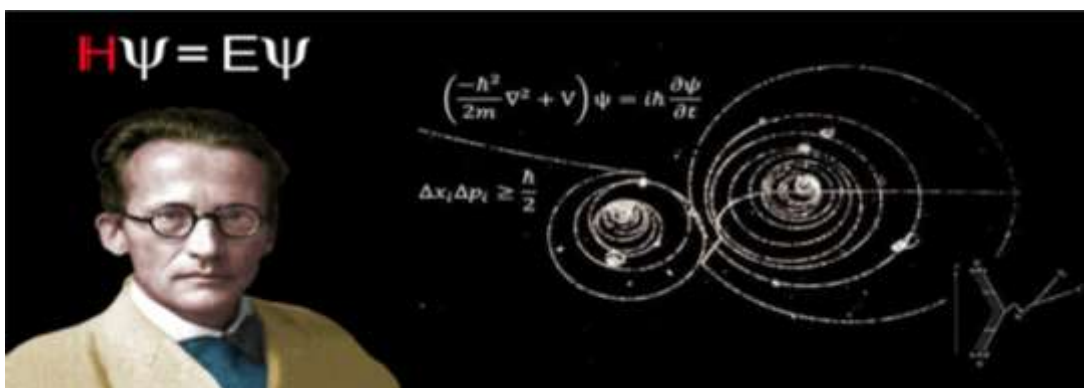
b) Elektron mikroskopda olingan amyobaning bakteriyalarni tortib olish jarayonining tasviri.



Elektron mikroskoplar



5.6.TO‘LQIN FUNKSIYASI VA UNING XUSUSIYATLARI. SHREDINGER TENGLAMASI



To‘lqin funksiyasi va uning xususiyatlari

Ko‘p sonli tajribalar, foton va mikrozarralar korpuskulyar va to‘lqin xususiyatlari o‘xshash ekanligini ko‘rsatadi. Energiyasi $\hbar\omega$ bo‘lgan va X o‘q bo‘ylab uchib borayotgan (harakatlanayotgan) fotonga X o‘q bo‘ylab tarqalayotgan yassi monoxromatik to‘lqin funksiyasi mos keladi

$$E(x, t) = E_0 \cos(\omega t - kx) \quad (5.74)$$

bu yerda $k=2\pi/\lambda$ – to‘lqin soni, E – to‘lqin elektr maydonining kuchlanganligi. Bu funksiyani kompleks ko‘rinishda yozamiz:

$$E(x, t) = E_0 e^{-i(\omega t - kx)} \quad (5.75)$$

Fotonning chastota va to‘lqin uzunligini, de Broyl chastota va to‘lqin uzunliklariga almashtiramiz va quyidagi to‘lqin funksiyaini olamiz:

$$\psi(x, t) = Ae^{-i(\omega t - 2\pi x/\lambda_h)} = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)} \quad (5.76)$$

bu yerda E va p mos holda X o‘q bo‘ylab harakatlanayotgan erkin mikrozarraning energiyasi va impulsi, A – doimiy kattalik. Ψ – psi funksiya. Agar zarra ixtiyoriy yo‘nalishda harakatlanayotgan bo‘lsa, u holda to‘lqin funksiyasi

$$\psi(\vec{r}, t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - p\vec{r})} \quad \text{yoki} \quad E(x, t) = E_0 e^{-i(\omega t - kx)} \quad (5.77)$$

kabi bo‘ladi.

Zarra topilishining ehtimoliy zichligi va normallashtirish qoidasi

1926 yilda nemis fiziki Maks Born (1882-1970) to‘lqin funksiyasini aniq taqin qiladi. Born fikriga asosan to‘lqin funksiyasi modulining kvadrati dV hajm elementida zarraning topilish **ehtimollik zichligi**ni beradi.

$$dP = |\psi|^2 dV = \psi \cdot \psi^* dV. \quad |\Psi|^2 = \frac{dp}{dV}. \quad (5.78)$$

bu yerda dP – zarraning dV hajm elementida zarraning topilish ehtimoligini beradi. Bu ifodaga normalash qoidasini qo'llab quyidagi formulani hosil qilish mumkin:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \psi dx = 1 \quad (5.79)$$

Bu ifodaga normalash qoidasini qo'llab quyidagi formulani hosil qilish mumkin:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \psi dx = 1 \quad (5.80)$$

yoki umumiy holda zarraning $dV=dx dy dz$ hajm elementida topilish ehtimoliyatini quyidagicha yozish mumkin:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \psi dV = 1 \quad (5.81)$$

(5.74) va (5.75) formulalar to'liq funksiyasini normalash sharti deyiladi va zarraning mavjudligini, fazoning qaysidir biror nuqtasida bo'lishini ko'rsatadi.

Ψ -funktsiya o'z ma'nosiga ko'ra, quyidagi shartlarni qanoatlantirishi zarur:

1. Funktsiya chekli bo'lishi kerak, chunki zarraning fazoda topilish ehtimoliyati birdan katta bo'la olmaydi.
2. Funktsiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki zarrani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimoliyatining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas.
3. Funktsiya uzluksiz bo'lishi kerak, chunki zarraning topilish ehtimoliyati sakrash yo'li bilan o'zgara olmaydi.
4. Uzlukiz va chekli hosilaga ega bo'lishi lozim.

Shredinger tenglamasi

Shredinger tenglamasi xususiy hosilali ikkinchi tartibli diferentsial tenlama – kvant mexanikasining norelativistik asosiy tenglamasi hisoblanadi.

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} \right) + U\psi = i\hbar \frac{d\psi}{dt} \rightarrow \frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + U\psi = i\hbar \frac{d\psi}{dt}$$

↓

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} = \nabla^2\psi = \Delta\psi$$

∇ – Nablo operatori
 Δ – Laplas operatori

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi$$

Shryodingerning nostatsionar yoki umumiy tenglamasi

Shredingerning statsionar tenglamasi

Zarralar harakatlanadigan maydon barqaror bo'lsa, ya'ni, vaqtga bog'liq bo'lmasa (U t ga bog'liq bolmasa), Shryodinger tenglamasi quyidagi shaklga keladi:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi(x, y, z) + (E - U)\psi(x, y, z) = 0 \quad \hat{H}\psi = E\psi$$

bu yerda E sistemaning to'la energiyasi

Statsionar holat

Shryodinger tenglamasi vaqt o'tishi bilan mikrozarralar harakatining holatini o'zgarishdan qolishini tavsiflovchi tenglama va u energiya o'zgarmay qolganda bajariladi. Odatda bunday holatni **statsionar holat** deymiz.

Statsionar holatda zarra vaqt o'tishi bilan fazoning biror nuqtasidan boshqa nuqtasiga ko'chib o'tadi va bu ko'chish qanday trayektoriya bilan ro'y beradi, aytmaymiz. Klassik fizikada zarraning harakati deganda, uni vaqt o'tishi bilan fazodagi ko'chishini tushunamiz. Kvant mexanikada zarra harakati degan tushuncha kengroq ma'no anglatadi.

Statsionar holatlar fizik dunyoni tavsiflashda fundamental boshlang'ich momentdir. Statsionar holatlarning fundamental xossasi bu – uning yaxlitligidir. Statsionar holatlarning fizik xossalardan matematik talablar kelib chiqadi va bu talablar statsionar holatni tavsiflovchi to'liq funktsiyaga qo'yiladi.

Statsionar holatning bosh xossasi orqali fotonning harakati tavsiflanadi. Foton yaxlitligi va uni qismlarga bo'lib bo'lmasligi bosh xossa oldida yotadi.

Kvant mexanika masalalarini to'g'ri tushuntirish uchun statsionar holat tushunchasi haqida alohida gaplashish kerak. Statsionar holatning to'liq funktsiyasi:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{-iEt/\hbar},$$

$$|\psi(\vec{r}, t)|^2 = |\psi(\vec{r})|^2$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\vec{r}) + E_p(\vec{r})\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}).$$

Statsionar holatda elektron zichligini taqsimlanishi ham vaqtga bog'liq emas

Shredinger tenglamasining operatorlar orqali ifodalanishi. Yuqorida qaralgan turli ko'rinishda yozilgan to'liq tenglamalarini operatorlar orqali qisqa qulay ko'rinishda ifodalash mumkin.

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + U\right)\psi = E\psi \quad (5.82)$$

Shredingerning stasionar tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin: tenglamada $y = y(x)$ – to'liq funktsiya, $U=U(x)$ – potensial energiya, E – to'liq energiya. Bu tenglama harakat davomida to'liq energiya E o'zgarmaydigan holatlar uchun to'g'ri bo'ladi.

Tenglamada qavs ichidagi ifoda operator ko'rinishida ifodalanadi:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + U \quad (5.83)$$

H – Gamilton operatori deyiladi. Bu ifodaning klassik mexanikadagi Gamilton funktsiyasiga o'xshashligidan Shredingerning stasionar tenglamasini qisqa ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$H\psi = E\psi \quad (5.84)$$

Tenglamani quyidagicha tushunish mumkin: y funksiyaga ta'sir etayotgan operator $\hat{H}$ y funksiyaga ko'paytirilgan to'liq energiya E ga teng. Endi Shredingerning umumiy tenglamasini ko'rinishda yozish mumkin:

$$-\frac{2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + U\psi = -\frac{1}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (5.85)$$

yoki

$$\left(-\frac{2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U \right) \psi = -\frac{1}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (5.86)$$

Bu tenglamada

$$\hat{H} - \frac{2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U \quad (5.87)$$

ifoda *Gamilton operatori* deyiladi. U vaqtda Shredingerning umumiy tenglamasini qisqa ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H}\psi = -\frac{1}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (5.88)$$

Tenglamalarni taqqoslashdan energiya operatori $\hat{E}$ uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\hat{E} = -\frac{1}{i} \frac{d}{dt} \quad (5.89)$$

Shunday qilib, Shredingerning umumiy tenglamasini operatorlar orqali quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\hat{H}\psi = \hat{E}\psi \quad (5.90)$$

Bu tenglama ifodada keltirilgan stasionar holat uchun yozilgan tenglamaga juda o'xshashdir.

Tenglamaning ma'nosi quyidagicha: y funksiyaga ta'sir etayotgan operator $\hat{H}$ y funksiyaga ta'sir etayotgan $\hat{E}$ operatorga teng, ya'ni $\hat{H}$ va $\hat{E}$ operatorlar oddiy skalyar ko'paytuvchilar emas.

Agar tenglamada ifodalangan Shredingerning umumiy tenglamasini potensial kuch maydoni ta'sir qilmagan erkin zarra harakatini ifodalasa, u vaqtda to'liq energiya E istalgan qiymatni qabul qilishi mumkin. Buni to'liq tenglamasining mumkin bo'lgan ko'p sonidagi $\psi(x,y,z,t)$ yechimlarida ko'rish mumkin. Agar erkin zarra elastik devorlar bilan chegaralangan qandaydir chekli hajmda bo'lsa, bunday holatni stasionar hol deb qarab, ifodadan foydalanish mumkin, bunda ϕ funksiya faqat koordinatalar funksiyasi $\psi(x,y,z)$ bo'ladi. Bunday holda energiya istalgan qiymatlarni qabul qila olmaydi, balki energiyaning faqat ayrim aniq E_i qiymatlarnigina qabul qiladi, energiyaning bunday qiymatlari to'liq tenglamasining aniq $\psi_i(x,y,z)$ yechimlariga

to'g'ri keladi. Mumkin bo'lgan ψ_i yechimlarni ko'pincha xususiy funksiyalar, bu yechimlarga tegishli bo'lgan E_i energiya qiymatlarini xususiy qiymatlar deyiladi.

5.7.Kvant sonlari

Tenglamaning xususiy funktsiyalari uchta butun sonli parametrga ega:

n, l, m sonlar kvant sonlar deyiladi.

N - bosh kvant soni,

l – orbital kvant soni,

m – magnit kvant soni.

Bosh kvant soni energetik sath nomeri bilan mos tushadi. Bu parametrlar quyidagi qiymatlar qabul qiladi:

$$n=1,2,3,\dots$$

$$l=0, 1, 2, 3,\dots n-1$$

$$m_l=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$$

1. n bilan belgilangan kvant soni Bor modelidan topiladi va **bosh kvant soni** deb ataladi. U 1 dan ∞ gacha bolgan qiymatlarni qabul qiladi. Vodorod atomining to'la energiyasi ham n ga bog'liq bo'ladi.

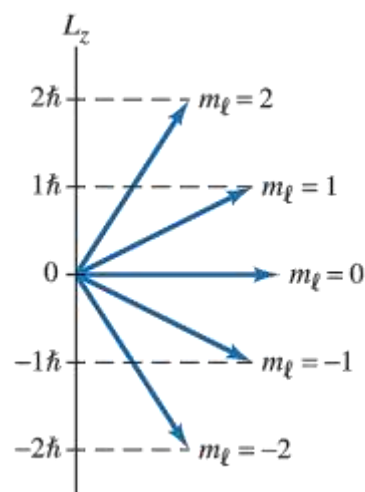
2. Orbital kvant soni l elektronning impuls momentining kattaligi bilan bog'liq; l 0 dan $(n-1)$ gacha bo'lgan oraliqdagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin. $n=1$ holat uchun l faqat nol bo'lishi mumkin. $n=3$ uchun l ning qimati 0, 1 yoki 2 bo'lishi mumkin. Impuls momentining haqiqiy kattaligi L orbital kvant soni bilan quyidagicha bo'lgan:

$$L_z = m_l \hbar \quad (5.91)$$

l ning qiymati deyarli vodorod atomining umumiy energiyasiga ta'sir qilmaydi. Faqat ikki yoki ko'p elektronli atomlarda umumiy energiyaning qiymati l ga ham n ga ham bog'liq bo'ladi

3. **Magnit kvant soni** m_l elektronning impuls momentining yo'nalishi bilan bog'liq va u $-l$ dan $+l$ gacha bo'lgan sonlarning to'liq qiymatini qabul qilishi mumkin. Masalan, agar $l = 2$ ga teng bo'lsa, m_l ning qiymati -2, -1, 0, +1 yoki +2 bo'lishi mumkin.

Impuls momenti vektor kattalik bo'lgani uchun, uning son qiymati va yo'nalishi jihatdan aniqlanishi ajablanarli emas. $l=2$ holat uchun ruxsat etilgan beshta yo'nalish mavjud bu rasmda ko'rsatilgan. Bu yo'nalish bo'yicha cheklovlar fazoviy kvantlash ham deb atalishi ham mumkin. Kvant mexanikasida impuls momentumining yo'nalishi odatda z o'qi bo'ylab olinadi (bu tanlovda boshqa o'qlar ham olinishi mumkin). L_z magnit kvant soni bilan quyidagicha bog'langan:



$$L_z = m_\ell \hbar \quad (5.92)$$

ifodadagi elektron E_n ($n=1$ dan tashqari) energiyasi faqat n bosh kvant soniga bog'liq bo'ladi. Bu yerdan E_n ning har bir xususiy qiymatiga bir necha xususiy funktsiyalari to'g'ri keladi. Masalan E_2 ($n=2$) energiyaga to'rtta ψ_{200} , ψ_{21-1} , ψ_{210} , ψ_{21+1} .

Bir xil energiyaga ega bo'lgan holatlar **aynigan holatlar** deb ataladi. Biror energiya qiymatiga ega bo'lgan turli holatlar soni o'sha energetik sathning aynish karraligi deb ataladi.

Ma'lum bir n kvant soniga mos keluvchi turli holatlar soni: $\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = 2n^2$

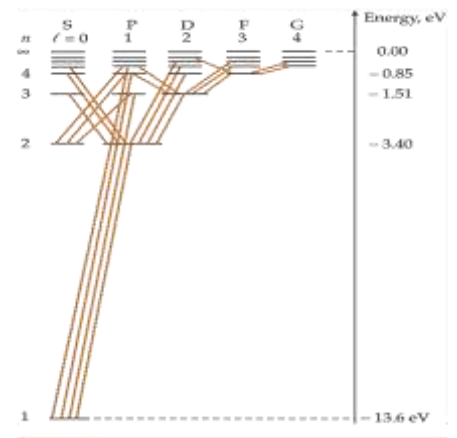
$$N = \sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = 1 + 3 + 5 + \dots + (2n - 1) = 2n^2.$$

ga teng bo'ladi. Agar elektronning xususiy momentini (spini) hisobga olsak, n chi energetik sathning aynish karraligi:

$$N = 2n^2.$$

Bunday belgilashlarga asosan agar $\ell=0$ bo'lsa, s-elektronlar, $\ell=1$ bo'lsa, p-elektronlar, $\ell=2$ bo'lsa, d-elektronlar va hokazo deb yuritiladi. Elektronning holati kvant sonlari bilan quyidagicha ko'rsatiladi: $n=1$, $\ell=0$ da 1s holat, $n=2$, $\ell=1$ da 2p holat, $n=3$, $\ell=2$ 3d holat va hokazo. $\ell=0$ bo'lgan s holat elektronning impuls momenti nol bo'lgan holatdir.

$$N = 2n^2$$

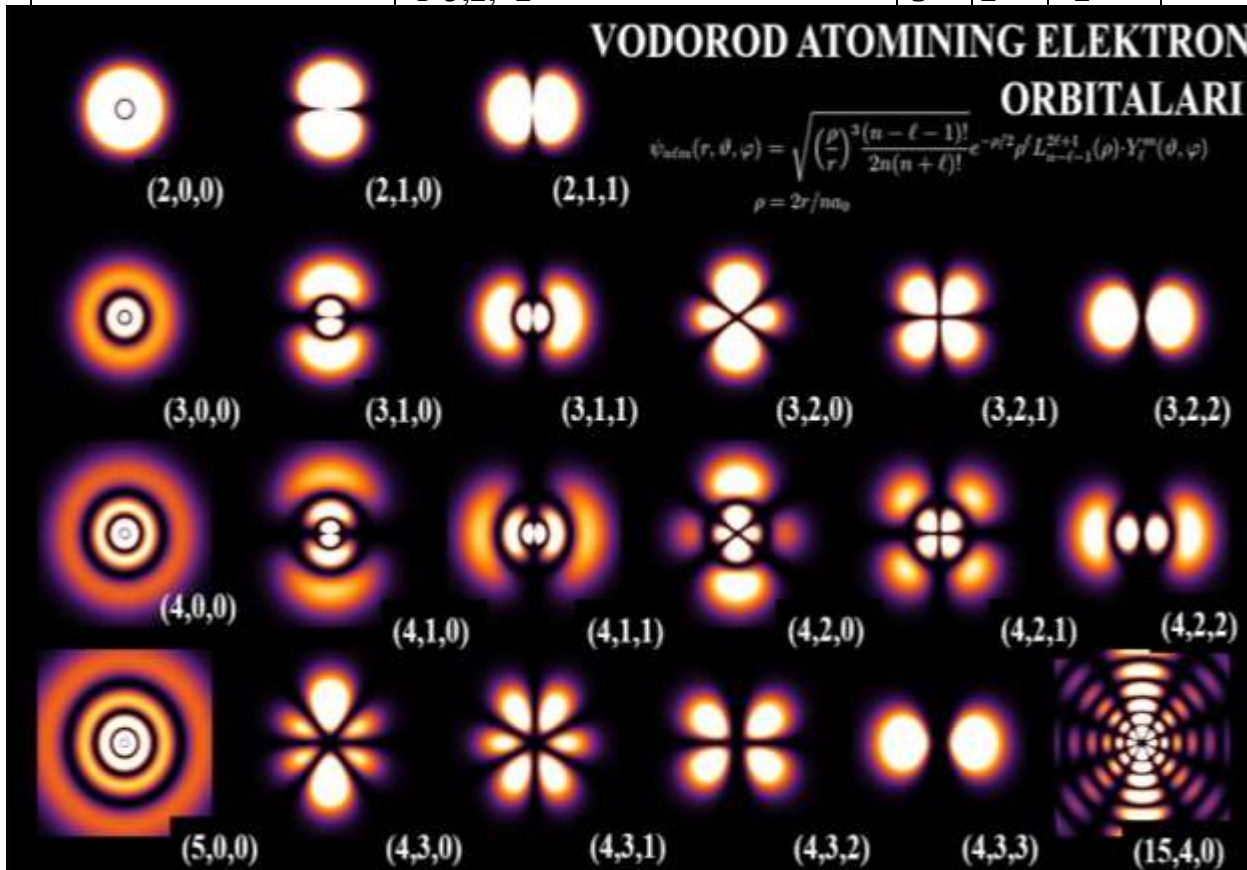


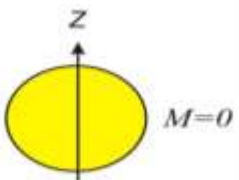
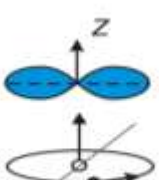
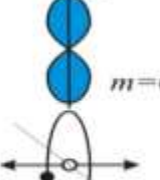
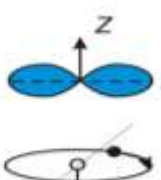
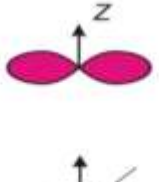
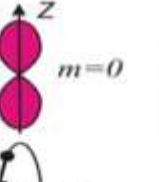
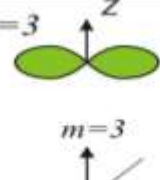
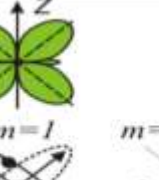
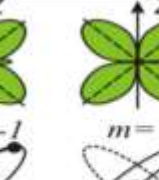
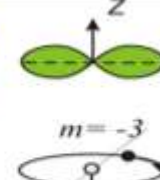
Vodorod atomi energetik sathlarining aynish holatlari

Vodorod atomining har bir energetik sathi karrali aynishga ega. Jadvalda birinchi uchta energetik sathga mos kelgan holatlar keltirilgan.

Energiya sathi E_n	To'liq funktsiya Ψ_{nlm}	Kvant sonlari		
		n	ℓ	m
E_1	$\Psi_{1,0,0}$	1	0	0
E_2	$\Psi_{2,0,0}$	2	0	0
	$\Psi_{2,1,-1}$	2	1	-1
	$\Psi_{2,1,0}$	2	1	0
	$\Psi_{2,1,+1}$	2	1	+1
E_3	$\Psi_{3,0,0}$	3	0	0
	$\Psi_{3,1,-1}$	3	1	-1
	$\Psi_{3,1,0}$	3	1	0

	$\Psi_{3,1,+1}$			
	$\Psi_{3,2,-2}$	3	1	0
	$\Psi_{3,2,-1}$			
	$\Psi_{3,2,0}$	3	1	+1
	$\Psi_{3,2,+1}$			
	$\Psi_{3,2,+2}$	3	2	-2



s-elektronlar $l=0$  $M=0$	p-elektronlar $l=1$  $m=1$  $m=0$  $m=-1$
d-elektronlar $l=2$  $m=2$  $m=1$  $m=0$  $m=-1$  $m=-2$	
f-elektronlar $l=3$  $m=3$  $m=2$  $m=1$  $m=0$  $m=-1$  $m=-2$  $m=-3$	



Elektronning mexanik va magnit momenti

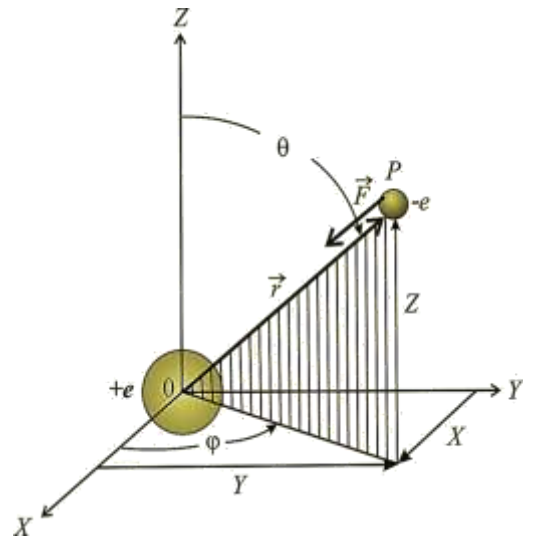
5.8. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari

Klassik mexanika qonunlari bo'yicha yadro atrofida aylanayotgan elektronning orbital mexanik momenti L quyidagiga teng:

$$L = m_e \mathfrak{r} = pr \quad (5.93)$$

L – elektronning orbital mexanik momenti, m_e – elektron massasi, J – elektronning tezligi, r – orbita radiusi, p – elektron impulsi.

Kvant mexanikasi qonunlari (Geyzenberg noaniqlik munosabati) bo'yicha zarraning koordinatasi va impulsi bir vaqtda aniqlanmaydi. Shu bois bu kattaliklarning operatorlari bilan ish ko'ramiz.



Elektronning orbital mexanik momentining kvant ifodasi

$$\hat{L}_z \psi = L_z \psi,$$



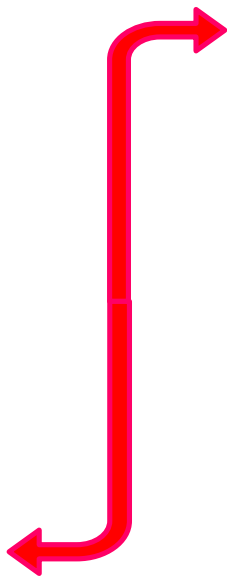
$$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{d}{d\phi},$$



$$-\hat{p}_z = -i\hbar \frac{d}{dx},$$



$$-i\hbar \frac{d\psi}{d\phi} = L_z \psi,$$



$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i \frac{L_z}{\hbar} \phi},$$

Normallashtirish shartidan foydalanamiz

$$\int_0^{2\pi} \psi^* \psi d\phi = 1.$$

bundan

$$\frac{L_z}{\hbar} 2\pi = 2\pi m,$$

ekanligini inobatga olsak

$$\hat{L}_z \psi = -i\hbar \frac{d}{d\phi} \psi,$$

$$L_z = m\hbar \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$

Bu yerda L – orbital mexanik momenti yoki impuls momenti ham deyiladi. L_z esa uning z o'qiga proyeksiyasini ifodalaydi.

Elektronning orbital magnit momenti

Rasmdagi holat uchun elektronning orbital mexanik momenti quyidagiga teng:

$$L_e = m2\pi vR^2 \quad (5.96)$$

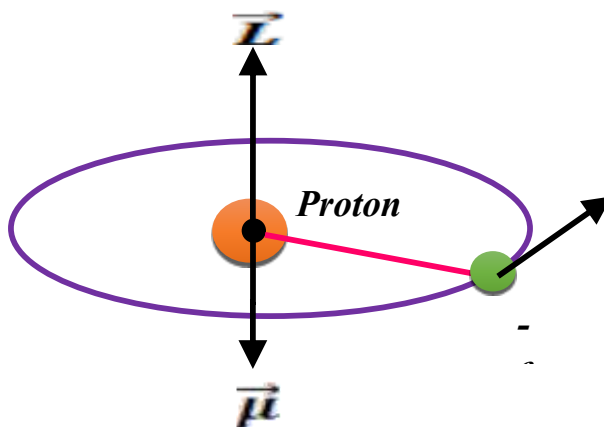
Elektron orbitasida aylanish chog'ida tok hosil qiladi bu tokning kattaligi quyidagiga teng:

$$i = ev \quad (5.97)$$

bu yerda v elektronning aylanish chastotasi.

Demak, buni yuzasi $S=\pi R^2$ bo'lgan yopiq konturdan o'tayotgan tok sifatida qarab, u hosil qilayotgan magnit maydonining momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\mu_e = iS = i\pi R^2 = ev\pi R^2, \quad (5.98)$$



Elektronning orbital mexanik va magnit momentlarining nisbati giromagnit nisbat deyiladi. U quyidagiga teng:

$$\frac{\mu_e}{L_e} = -\frac{ev\pi R^2}{m2\pi vR^2} = -\frac{e}{2m} = 8,8 \cdot \frac{10^9 \text{ KL}}{\text{KT}} \quad (5.99)$$

bundan μ_e ni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\mu_e = -\frac{e}{2m} L_e \quad L_e = h\sqrt{L(L+1)} \quad (5.100)$$

$$\mu_e = \frac{e}{2m} L_e = \frac{eh}{2m} \sqrt{L(L+1)}, \quad (5.101)$$

Elektronning zadyadi manfiy bo'lgani uchun ikkita moment bir-biriga teskari yo'nalgan bo'ladi.

Bor magnetoni

Tabiatdagi eng kichik (elementar) magnit momenti bu Bor magnetoni deyiladi. Boshqa magnit momentlar unga karrali bo‘ladi.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.27 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2 = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J/Tl} = 5.79 \times 10^{-5} \text{ eV/Tl}$$

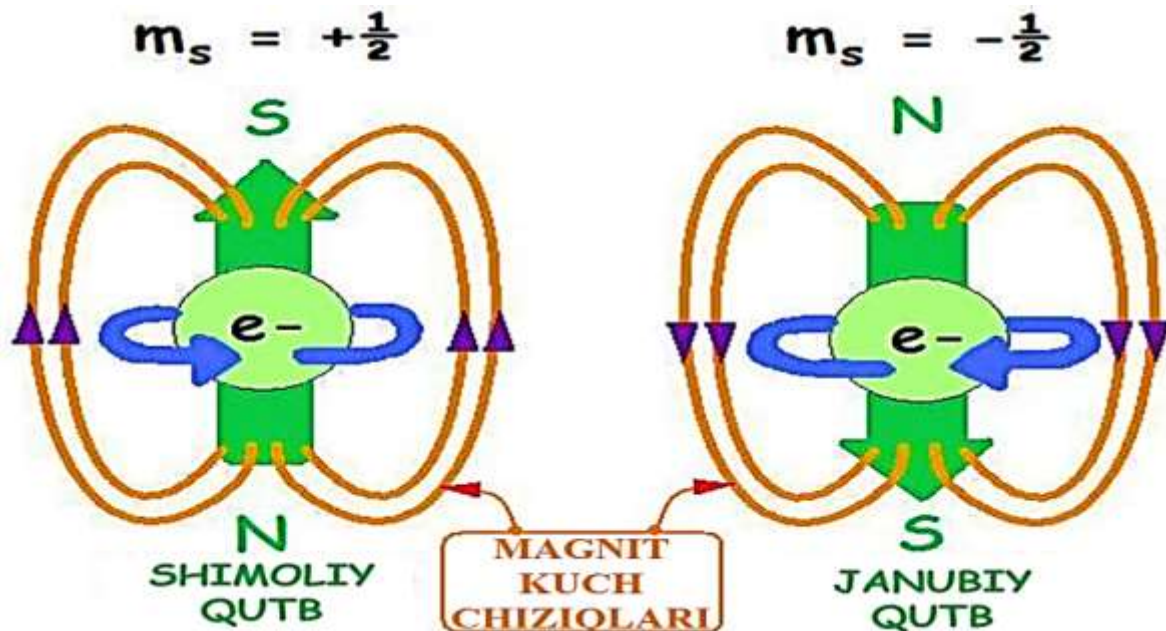
Demak, elektronning magnit momenti μ_e , m_ℓ - magnit kvant sonining Bor magnetoniga ko‘paytmasiga teng.

$$\mu_e = m_\ell \mu_B \quad (5.102)$$

5.9. Elektronining xususiy magnit momenti. Elektron spini.

Elektronning fazodagi harakati bilan bog‘liq bo‘lmagan o‘zining xususiy mexanik impuls momentiga L_s egadir. Bu **spin momenti** yoki **spin** ham deb yuritiladi.

Elektronning yadroga nisbatan impuls momentini Yerning Quyosh atrofida aylanishidagi impuls momentiga, xususiy mexanik momentini (spinni) esa, Yerning o‘z o‘qi atrofida aylanishidagi impuls momentiga taqqoslash mumkin. Spinning klassik ta’rifi yo‘q, lekin bu fizik kattalik qanday paydo bo‘lganini tushunish uchun o‘z o‘qining atrofida aylanadigan shar shaklida jism ko‘rinishidagi soddalashtirilgan model xizmat qilishi mumkin.



Spin momenti $\vec{S}$ quyidagi formula orqali kvantlangan:

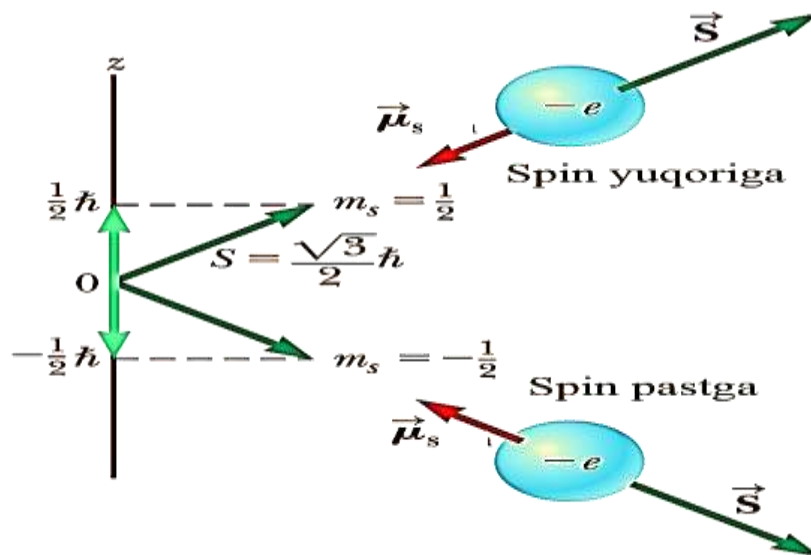
$$\vec{S} = \hbar \sqrt{S(S+1)} \quad (5.103)$$

bu yerda s - **spin kvant soni**

L_s ning Z o‘qi bo‘yicha proyeksiyasi L_{sz} quydagiga teng:

$$S_z = \hbar m_s = \pm \frac{1}{2} \hbar \quad (5.104)$$

Bu yerda m_s - magnit spin kvant soni deyiladi. Magnit spin kvant soni $\pm \frac{1}{2}$ qiymatlarini qabul qiladi. Agar spin yuqoriga bo'lsa $m_s = 1/2$, spin pastga bo'lganda esa $m_s = -1/2$ qiymatlarni qabul qiladi. ℓ ning har bir qiymati uchun m_ℓ ning $2\ell+1$ qiymatlari mavjud. s ning qiymati uchun esa m_s ning $2s+1=2$ qiymati mavjud.



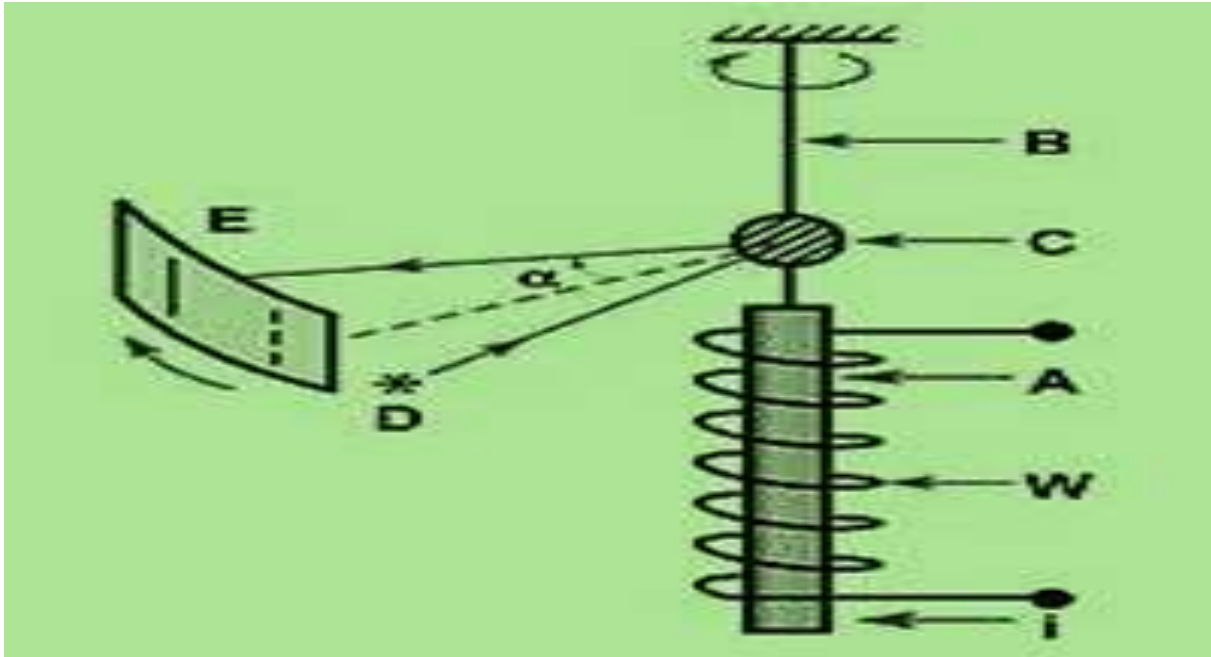
№	Kvant sonlari	Belgisi	Qabul qiladigan qiymatlari
1.	Bosh kvant son	n	$1, 2, 3, \dots, \infty$
2.	Orbital kvant son	ℓ	n berilganligi uchun: ℓ "0, 1, 2, ..., $n-1$ " qiymatlarini qabul qiladi
3.	Magnit kvant son	m_ℓ	n va ℓ belgilanganligi uchun: m_ℓ - $\ell, \dots, 0, \dots, \ell-1, \ell$, qiymatlarini qabul qiladi
4.	Spin kvant son	s	$1/2$
5.	Spin magnit kvant son	m_s	$\pm 1/2$

Eynshteyn va de Gaaz tajribasi

Eynshteyn va de Gaaz tajribasida **A** temir sterjn **B** elastik ipda osilib, **W** solenoid ichiga joylashtiriladi. Solenoid o'zgaruvchan toka ulanadi, tokning chastotasi mexanik tebranishlar sistemasining xususiy chastotasiga tenglashtiriladi. Sterjn magnitlanganida, ip ma'lum α burchakka buriladi, bu burchak ipga o'rnatilgan **C** ko'zgu **D** manbadan chiqqan yorug'likni qaytarib **E** shkalaga tushiradi. Yorug'likning burilishi shkalada ko'rinadi. Tajriba natijasidan magnitomexanik nisbat

$$\gamma_s = -\frac{e}{m} \quad (5.105)$$

topiladi. Bu nisbat spin giromagnit nisbatdir.



Spin giromagnit munosabati

Elektronning spin magnet momentining Shtern va Gerlaxlar tomonidan hisoblanishi ya'ni Bor magnetoniga tengligining topilishi spin giromagnit nisbatni topishga imkoniyat yaratdi. Unga ko'ra spin magnet momentining Z o'qidagi proyeksiyasining μ spin momentining Z o'qidagi proyeksiyasiga nisbati **spin giromagnit nisbat** deyiladi.

$$\gamma_s = \frac{\mu_s}{S_z} = -\frac{e}{m}$$

$$\mu_s = \gamma_s S_z = -2 \frac{e}{2m} S_z = -2 \frac{e\hbar}{2m} m_s = \pm 1 \mu_b \quad (5.106)$$

Elektronning to'liq mexanik momenti

Elektronning to'liq mexanik momenti orbital va spin momentlarining yig'indisiga teng bo'ladi.

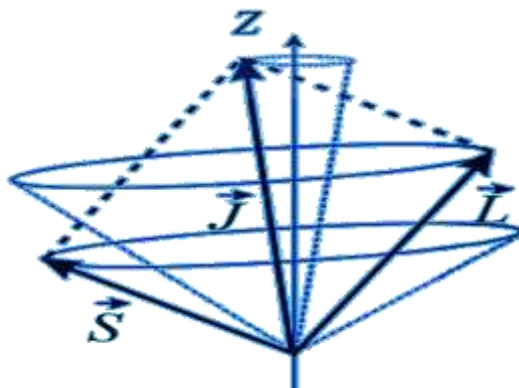
$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (5.107)$$

To'liq mexanik moment $\vec{J}$ kvant xarakterga ega uning fazoviy kvant uzunligi $|\vec{J}|$ quyidagiga teng:

$$|\vec{J}| = \hbar \sqrt{j(j+1)} \quad (5.108)$$

bu yerda j - ichki kvant soni.

bu yerda m_j - ichki magnit kvant soni. Ichki j va ichki magnit kvant soni m_j uchun tanlash qoidalari quyidacha:



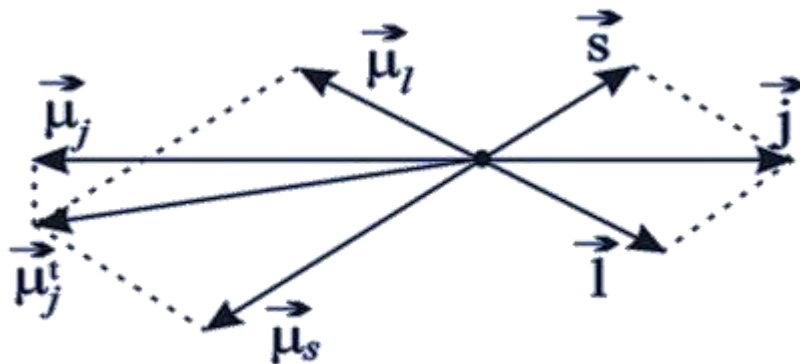
Elektronning to'liq magnit momenti

Elektronning ℓ orbital va s spin momentlariga qarama-qarshi yo'nalgan μ_ℓ va μ_s magnit momentlar mavjud ularning yig'indisi to'liq magnit momentga teng bo'ladi.

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_\ell + \vec{\mu}_s$$

Rasmdagi $\vec{\mu}_j$ o'qqa $\vec{\mu}_j$ ning proyeksiyasi quyidagi formula orqali topiladi

$$|\vec{\mu}_j| = -\frac{\vec{\mu}_j \cdot \vec{j}}{|\vec{j}|}.$$



Atom holatlarining elektronlar bilan to'ldirish

n bosh kvant sonli aniq holatda joylashgan elektronlarning maksimal soni quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$Z(n) = \sum_{i=0}^{n-1} 2(2i+1) = 2n^2$$

Bir xil bosh kvant n soniga ega bo'lgan ko'p elektronli atomdagi elektronlar sistemasi **elektron qobiq** yoki elektron qatlam deb ataladi. Ular K,L,M,N,O kabi bosh harflar bilan belgilanadi.

Qobiqlarning har birida elektronlar orbital kvant sonlari qiymati 1 ga mos keladigan qobiqchalar (orbitallar) ga taqsimlanadi.

Qobiqcha (orbitallar) – bu bosh va orbital kvant sonlari bir xil bo‘lgan elektronlar joylashadigan kichik elektron qobiq. Ular s, p, d, f kabi harflar bilan belgilanadi.

Qobiq va qobiqchalardagi elektronlar taqsimoti

Bosh kvant soni n	1	2		3			4				5				
Qobiqlar belgisi	K	L		M			N				O				
Qobiqdagi elektronlarning maksimal soni	2	8		18			32				50				
Orbital kvant soni ℓ	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Qobiqchalar belgisi	1 s	2 s	2 p	3 s	3 p	3 d	4 s	4 p	4 d	4f	5 s	5 p	5 d	5f	5 g
Qobiqchadagi elektronlarning maksimal soni	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

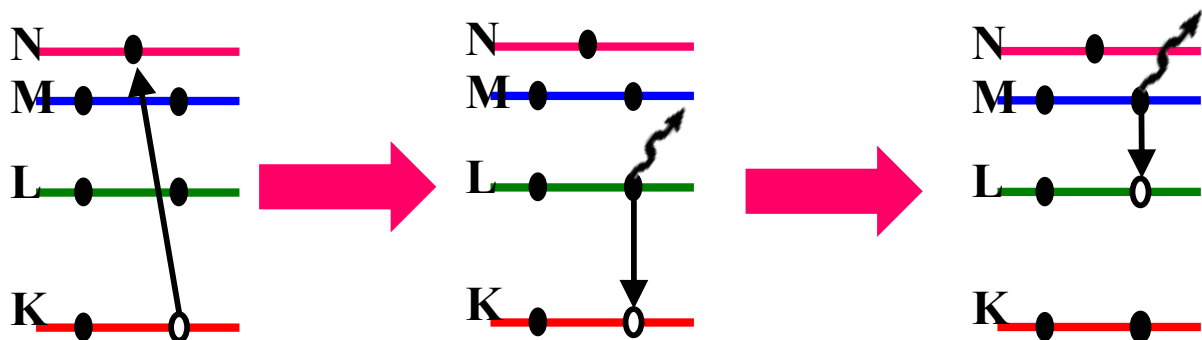
5.10.RENTGEN SPEKTRLARI



Atomdagi ichki elektronlar o'tishi

Rentgen spektrlarining xarakterli xususiyati ularning soddaligi va to'liq bir xilligidadir.

Potensiallar ayirmasi yordamida tezlashtirilgan K katotdan chiqayotgan elektronlar katta energiyaga ega bo'ladi. Bu elektronlar anod materiali atomlari bilan to'qnashadi va atomning ichki qobiqlarining biridan elektronlarni urib chiqaradi yoki tashqi bo'sh qobiqqa o'tkazadi. Bo'sh qolgan o'rinlarga qo'shni qobiqlardan elektronlar o'tadi. Bu **ichki elektron o'tishlari** deyiladi.



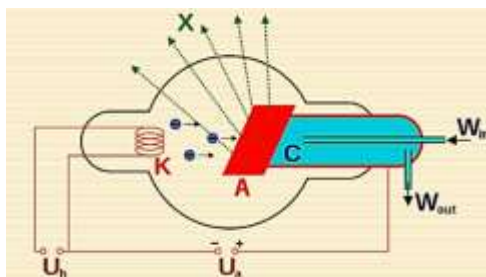
9.2. Rentgen nurlarini hosil qilish

Rentgen nurlari 1895-yilda nemis fizigi Vilgelm Rentgen tomonidan kashf qilingan. Rentgen nurlari elektromagnit to'lqinlar sirasiga kiradi va to'lqin uzunligi $\lambda=10\div0,001$ nm oralig'ida bo'ladi. Rentgen nurlari ikki xil bo'ladi: bular tormozlanish rentgen nurlari va xarakteristik rentgen nurlaridir.

Rasmda rentgen trubkasining sxematik ko‘rinishi keltirilgan. Bu yerda X — Rentgen nurlari, K — katod, A — anod (ba’zida antikatod ham deb ataladi), C — sovutish tizimi, U_h — katodning nakal kuchlanishi, U_a — tezlashtiruvchi kuchlanish, W_{in} — suvli sovutish tizimiga kirish nayi, W_{out} — выпуск suvli sovutish tizimidan chiqish nayi

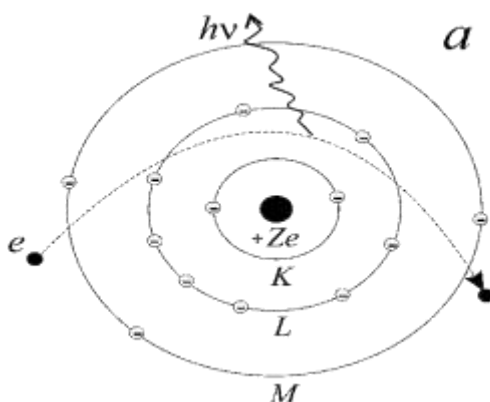


Wilhelm Konrad Rentgen



Tormozlanish rentgen nurlanishi

Agar katod va anod o‘rtasidagi U_{ka} kuchlanish anod materiali atomining kritik kuchlanishi U_{kr} dan kichik bo‘lsa $U_{ka} < U_{kr}$, elektron anod materiali atomlarining elektrostatik maydoni bilan o‘zaro ta’siri natijasida o‘z tezligini keskin kamaytiradi. Ular o‘z kinetik energiyasining bir qismini yo‘qotadilar, bu energiya esa rentgen nurlarini hosil qilish uchun sarf bo‘ladi va bu nurlanish **tormozlanish rentgen nurlanish** deb ataladi. Shu bilan birga, elektronlarning kinetik energiyasining katta qismi (98% ga yaqin) atomlarga issiqlik sifatida uzatiladi va kinetik energiyaning faqat 2% rentgen nurlari hosil uchun sarf bo‘ladi.



Rentgen nurlari ularni tashkil etuvchi elektronlarning kinetik energiyasidan katta energiyaga ega bo‘lmaydi. Nurlanishning eng kichik to‘lqin uzunligi λ_m tormozlanuvchi elektronlarning maksimal kinetik energiyasi $K_{max} = eU_{ka}$ ga to‘g‘ri

keladi. Bundan rentgen spektrining kichik to'liqin uzunlikli tomoni λ_m qiymatida tugaydi va U_{ka} kuchlanish ortgan sari uning qiymati kamayib boradi.

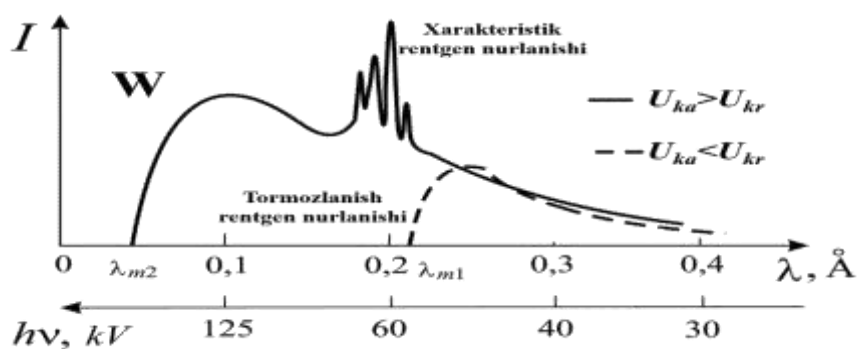
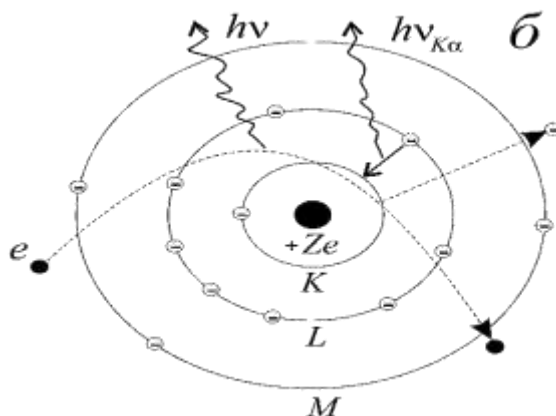
$$\frac{hc}{\lambda_m} = eU_{ka}.$$

bundan ko'rinadiki, $\lambda_m U_{ka} = \frac{hc}{e} = const.$

bu yerda λ_m nm larda, U_{ka} kV larda yoziladi.

Xarakteristik rentgen nurlanish

Agar katod va anod o'rtasidagi U_{ka} kuchlanish anod materiali atomining kritik kuchlanishi U_{ka} dan katta bo'lsa $U_{ka} > U_{kr}$, elektronning kinetik energiyasi etarlicha katta bo'ladi va shuning uchun bu elektron rentgen nurlari hosil qilish bilan birga o'zining kinetik energiyasini anod materiali atomlari elektron qobiqlarida joylashgan elektronga ham berishi mumkin. Berilayotgan kinetik energiya atomdagi elektronning bog'lanish energiyasidan katta bo'lsa, elektron qobiqdagi bitta elektronning urib chiqarilishiga ya'ni ionlashishga sabab bo'ladi. Shundan so'ng atomning elektron qobig'idan urib chiqarilgan elektronning bo'sh qolgan o'rniga energiyasi yuqori bo'lgan yuqori sath elektroni kelib tushadi va tushgan elektron o'zidan rentgen nurini chiqaradi. Bunday rentgen nurlari **xarakteristik rentgen nurlari** deyiladi.



Xarakteristik rentgen nurlanishi spektrlarining **asosiy xususiyatlari** quyidagilar:

1. Spektral chiziqlari soni o'nlab chiziqlar kuzatilishi mumkin bo'lgan optik spektrlardan farqli o'laroq kamdir.

2. Spektral chiziqlarning joylashuvi anod materiali turiga bog'liq. Shu bilan birga har bir element erkin holatda yoki kimyoviy birikmaning tarkibida bo'lishidan qat'i nazar, o'ziga xos spektrni beradi. Bunda rentgen spektrlarini optik spektrlardan farqlash mumkin.

3. Engil atomlardan og'ir atomlarga qarab qisqa to'lqin uzunlikli spektral chiziqlar monoton siljib boradi. Rentgen spektrlarida optik spektrlarda kuzatilishi mumkin bo'lgan davriylikni ko'rish qiyin.

4. Spektral chiziqlar K, L, M,... harflari bilan belgilangan seriyalarni yuzaga keltiradi. Seriya nomi elektron o'tishi kerak bo'lgan elektron qobiqni bildiradi. K-qatlam eng qisqa to'lqin uzunliklidir.

Mozli qonuni

1913-yilda ingliz fizigi G. Mozli har xil kimyoviy elementlarning rentgen spektrlarini o'rganib, xarakteristik rentgen nurlanishi spektral chiziqlarining chastotasi $\bar{\nu}$ va kimyoviy elementning tartib Z raqami o'rtasidagi bog'lanishni topdi:

$$\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) (Z - \sigma)^2,$$

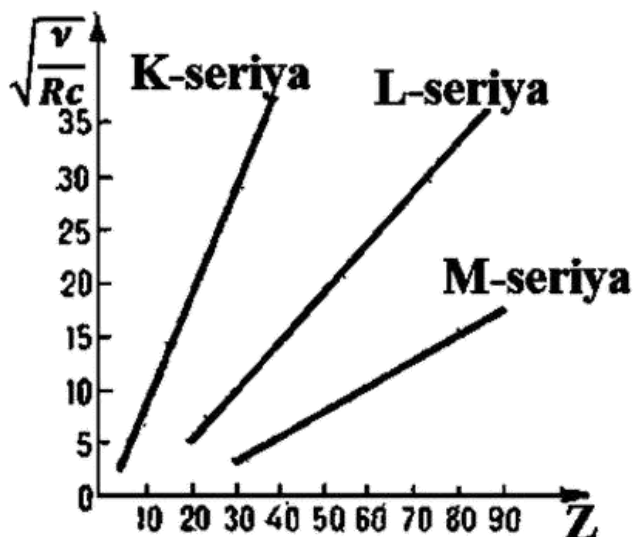
bu yerda $R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3c}$ - Ridberg doimiysi, σ - ekranlash doimiysi,

K-seriya uchun $k=1$, L-seriya uchun $k=2$.

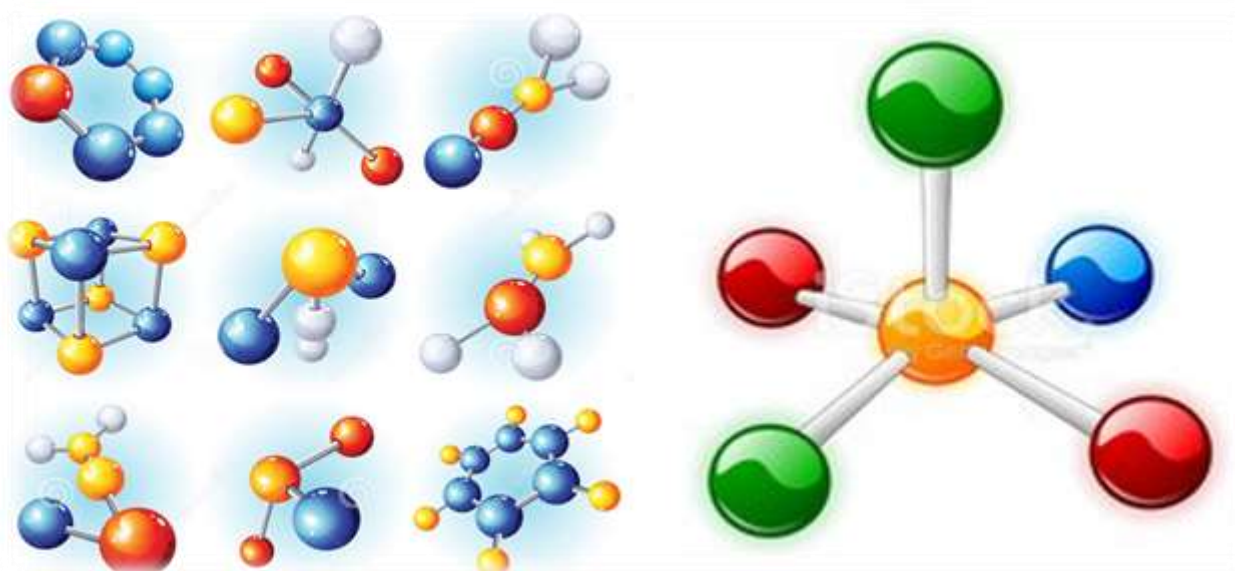
Mozli qonuni quyidagicha ta'riflanadi: spektral chiziqlar chatotasining kvadrat ildizi atomning tartib raqami bilan chiziqli bog'langan.



*Genri Gvin
Jefris Mozli*



5.11.MOLEKULA



Atomlar orasidagi bog‘lanishlar va molekulalarning hosil bo‘lishi

Molekula yangi lotin tilda “molcula” – “kichkina”, lotin tilida esa “moles” massa degan ma’noni bildiradi. Molekula ikki yoki undan ortiq elektroneytral atomlarning bog‘lanishidan hosil bo‘lgan zarradir. Molekulalar elektr neytral atomlardan iborat bo‘lsada, unda atomlarni ushlab turgan kuchlar o‘z navbatida elektromagnit kuchlar hisoblanadi. Molekulalarning strukturasi nazariy jihatdan huddi atomlarniki kabi o‘rganamiz. Biroq, molekulalar nazariyasi molekulalarga xos va atomlar nazariyasiga mos kelmagan ko‘plab modellarni, tushunchalarni, hisoblash usullarini va boshqalarni o‘z ichiga oladi.

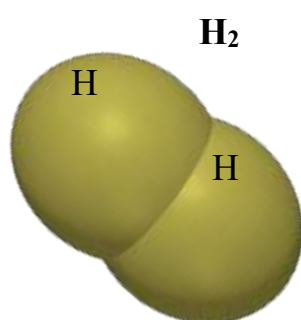
“Molekula” tushunchasi fanga 1860-yilda nazariy jihatdan kiritilgan, lekin uning mavjudligi 1906-yilda J.Perren tomonidan tajribada tasdiqlangan.

Atomlar bir biri bilan o‘zaro kimyoviy bog‘lanish orqali molekulalarni hosil qiladi.

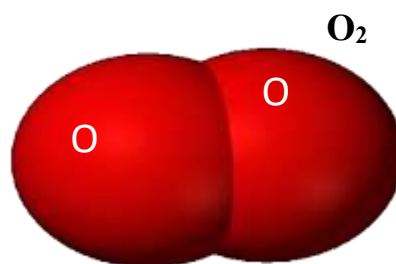


Jan Batist Perren

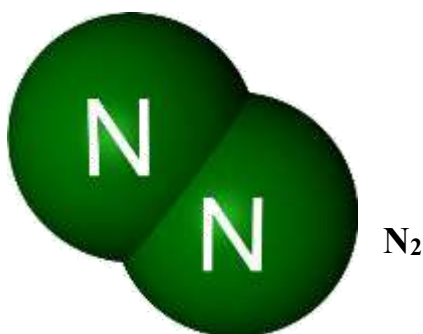
BIR XIL ATOMLARDAN TASHKIL TOPGAN IKKI ATOMLI MOLEKULALAR



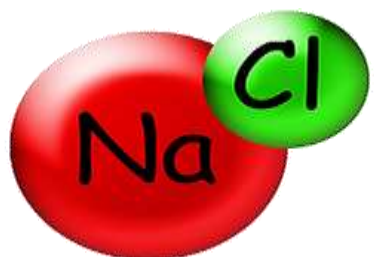
Vodorod molekulası



Kislorod molekulası



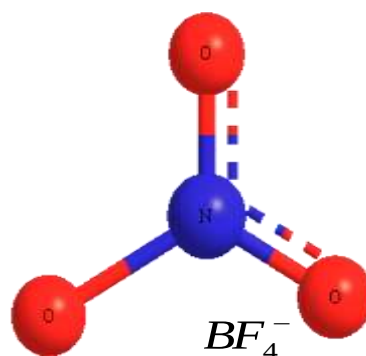
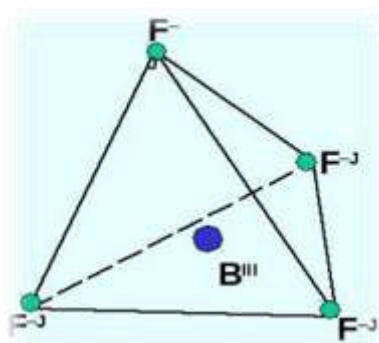
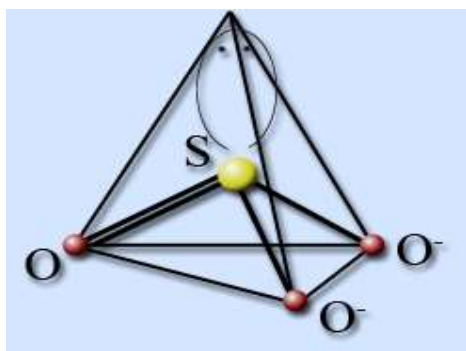
Azot molekulası



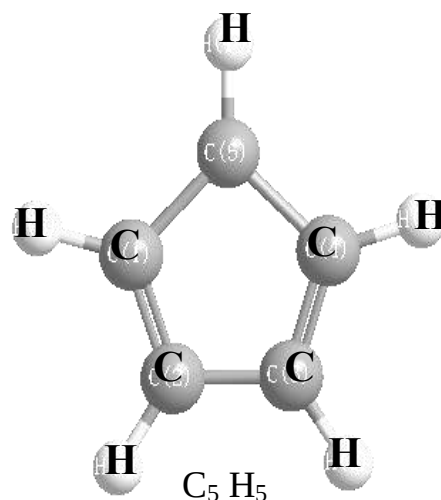
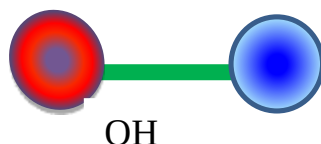
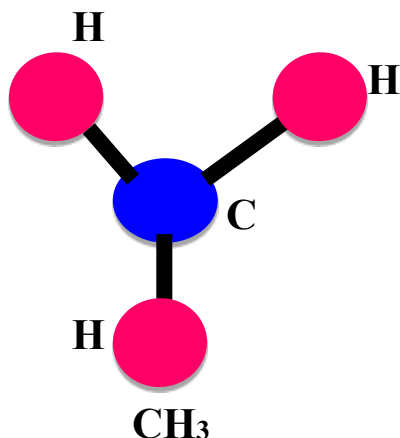
Osh tuzi molekulası

ikki xil atomdan tashkil topgan ikki atomli molekula

Ionlar



Radikallar

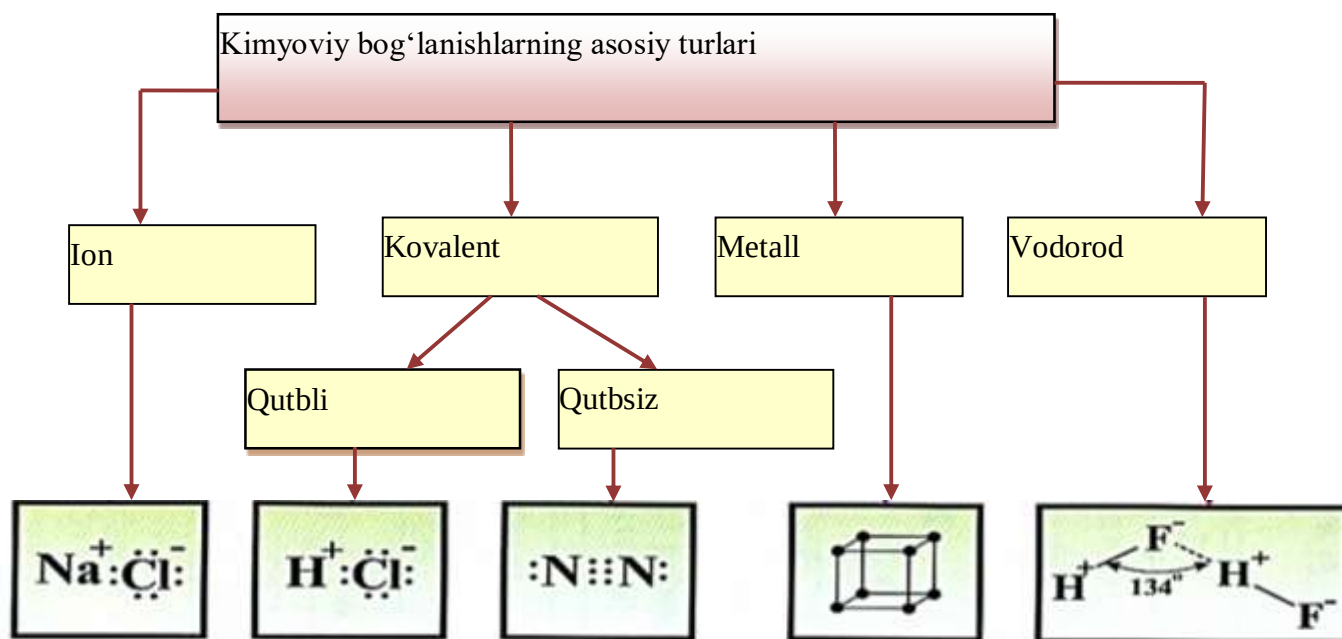


Kimyoviy bog'lanish

Ikki yoki undan ortiq atomlarning o'zaro ta'sirlashuvi natijasida kimyoviy barqaror tizimlar hosil bo'lishi **kimyoviy bog'lanishlar** deyiladi.

Kimyoviy bog'lanish hosil bo'lish tabiatiga qarab 4 ta asosiy turga bo'linadi:

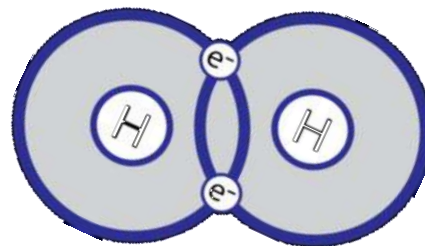
1. Kovalent bog'lanish
2. Ion bog'lanish
3. Metall bog'lanish
4. Vodorod bog'lanish (bog'lanishning o'ziga xos turi)



kovalent bog'lanish deyiladi. Bunday bog'lanishda molekula bir xil element atomlaridan tashkil topgan bo'ladi. Bu bog'lanishga vodorod molekulasini misol qilish mumkin. Vodorod atomi bitta protondan iborat yadro va 1s qobiqdagi bitta elektrondan iborat. Ikkita vodorod atomining bir-biriga ma'lum masofaga yaqinlashishida esa

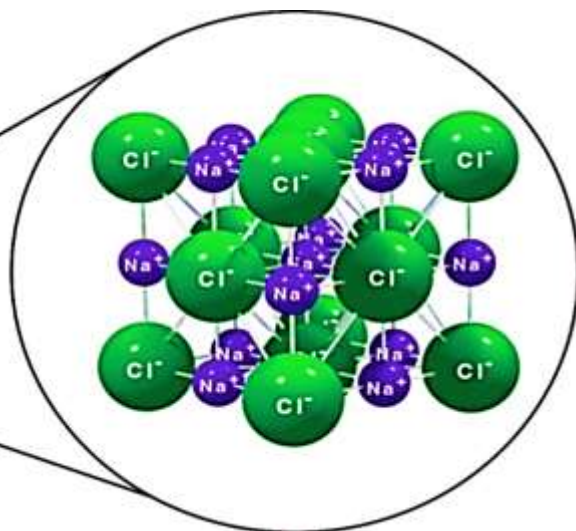
elektronlarning ikkalasi ham ikki protonning umumiy ta'siriga tushadi, ya'ni ikkala proton o'zaro elektron almashina boshlaydi. Molekulada elektronlarning harakat sozhasi shu sababdan atom holidagiga qaraganda, mutlaqo o'zgarib ketadi.

Vodorod molekulasida elektronlarning yangidan hosil bo'lgan umumiy elektron qobig'i vujudga keladi. Shunday qilib, molekulada ikkita vodorod atomi emas, balki ikkita atomning tashkiliy qismigina (ikki proton va ikki elektron) qatnashadi.



Xuddi shunday, NaCl molekulasida ham $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ elektron konfiguratsiyaga ega natriy atomi va $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$ elektron konfiguratsiyaga ega xlor atomi mavjud bo'lmagan, balki elektron konfiguratsiyalari mos ravishda $1s^2 2s^2 2p^6$ va $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ bo'lgan Na^+ va Cl^- ionlari qatnashgan.

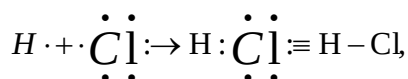
Shunday qilib, molekulada erkin elementlarga xos atom xususiyatlari saqlanmaydi.



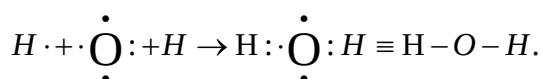
Qutbli kovalent bog'lanish

Elektromanfiyligi har xil bo'lgan atomlar o'zaro toq elektronlari bilan qoplanishidan hosil bo'lgan bog'lanish **qutbli kovalent bog'lanish** deyiladi. Masalan: HCl, H₂O, NH₃, CO₂, P₂O₅ va h.k.

Vodorod xlorid molekulasida HCl:



Suv molekulasida H₂O:



Elektromanfiylik - atomning asosiy kimyoviy xususiyati bo'lib, molekula ichidagi atomning umumiy elektron juftlarini almashtirish qobiliyatining miqdoriy

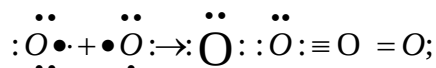
xarakteristikasi, ya'ni atomlarning boshqa atomlarning elektronlarini o'ziga torta olish qobiliyati.

Elektromanfiyligi bir xil bo'lgan atomlar o'zaro toq elektronlari bilan qoplanishidan hosil bo'lgan bog'lanish **qutbsiz kovalent bog'lanish** deyiladi. Masalan: H_2 , O_2 , N_2 , NCl_3 , CS_2 , Cl_2 , Br_2 , O_3 , P_4 , I_2 va h.k.

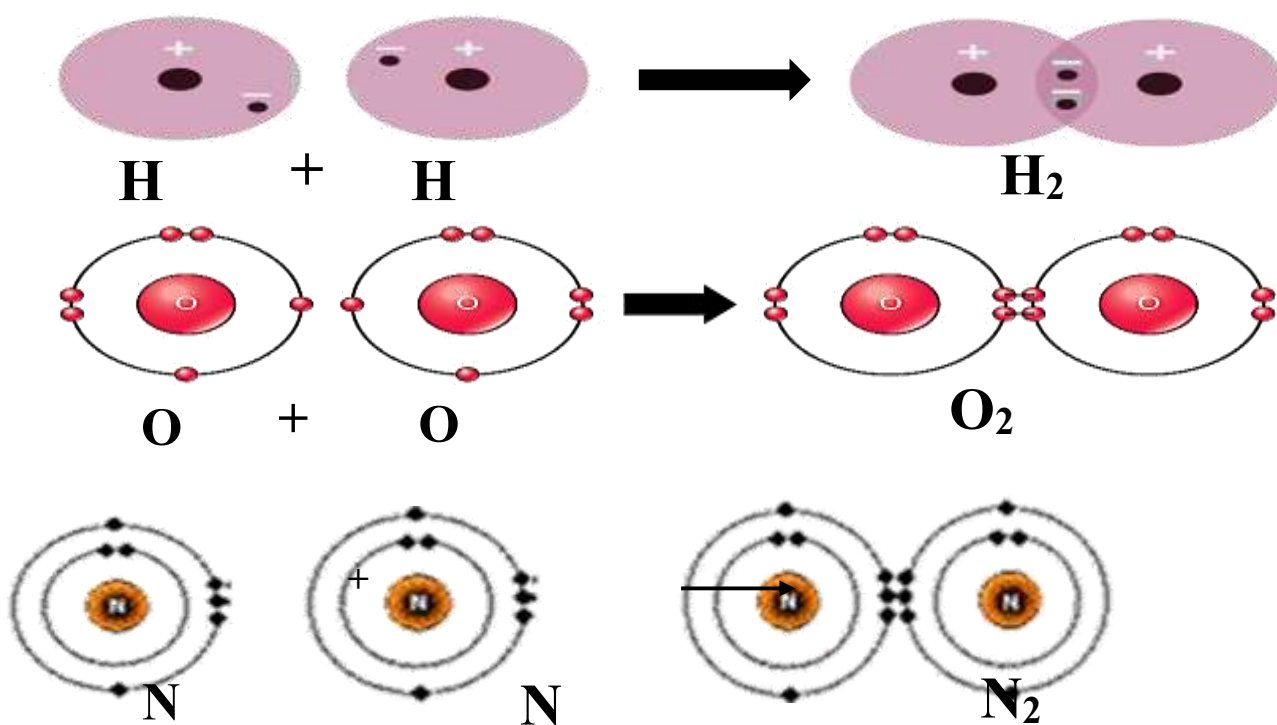
Vodorod molekulasida H (1 ta bog'):



Kislorod molekulasida O_2 (2 ta bog'):



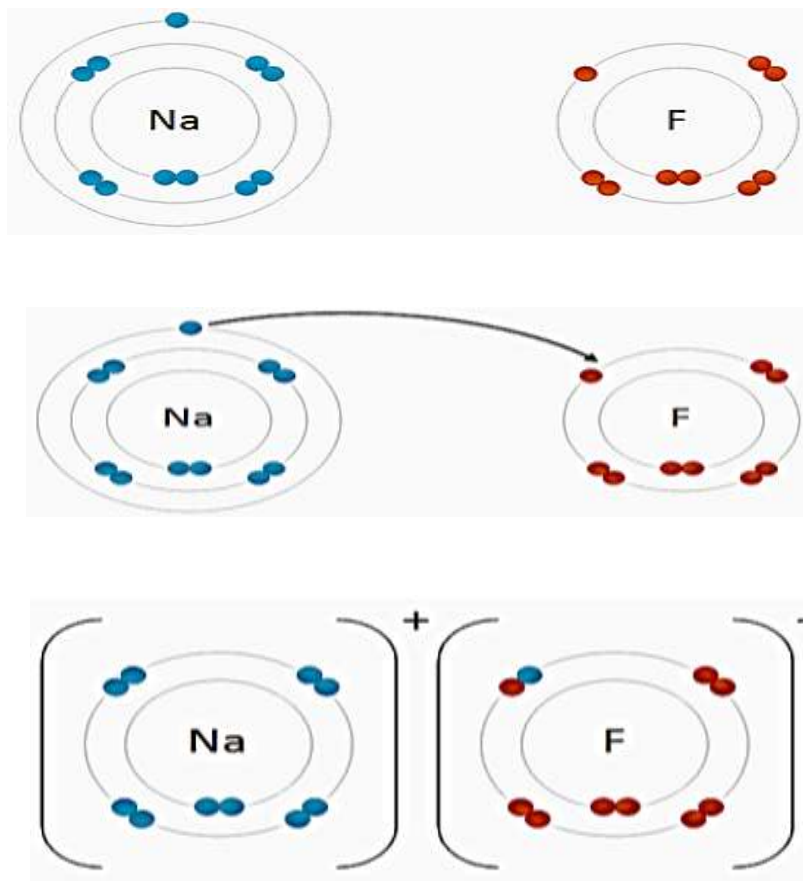
Azot molekulasida N (3 ta bog'):



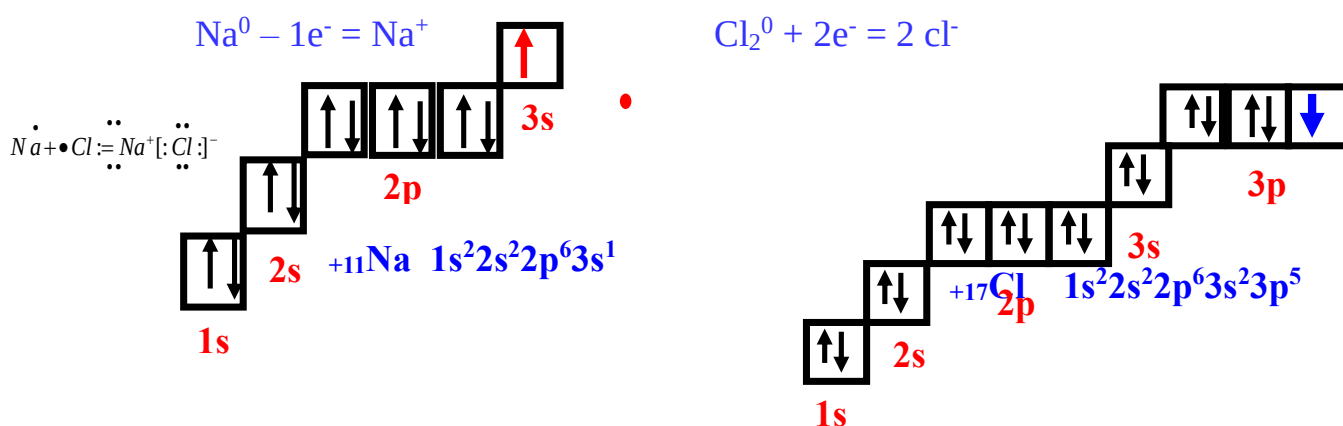
Ion bog'lanishlar

Qarama-qarshi zaryadlangan ionlarning elektrostatik tortishi kuchlari natijasida hosil bo'lgan bog'lanishga **ion bog'lanish** deyiladi. Ion bog'lanish asosan tipik metallar bilan tipik metalmaslar orasida hosil bo'ladi. **Tipik metallar** – birinchi va ikkinchi bosh gruppacha metallari (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr, Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra), **tipik metalmaslar** – oltinchi va yettinchi bosh gruppacha metalmaslari (F, Cl, Br, I, O, S, Se, Te).

Ion bog'lanishda elektronlarning bir atomdan ikkinchi atomga to'liq o'tishi sodir bo'lmaydi. Ushbu holatni, birikmalardagi effektiv zaryadlarning kattaliklari tasdiqlaydi.



Ion bog'lanish mexanizmi

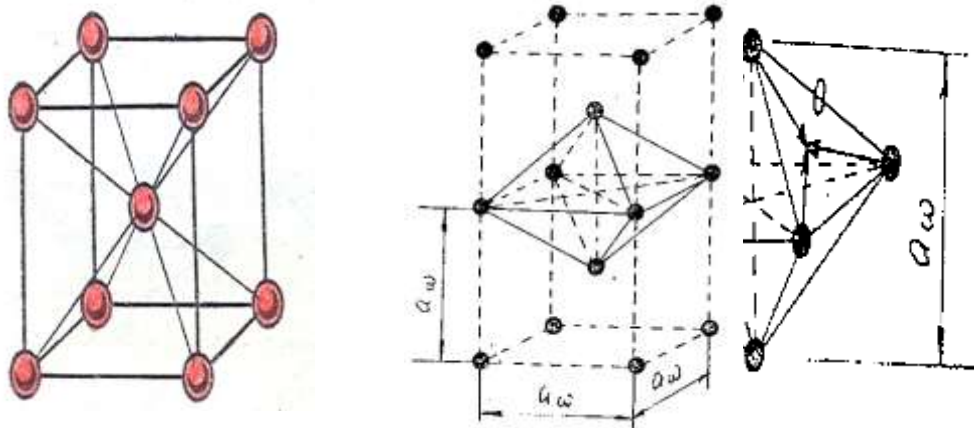


Metal bog'lanish

Metall ionlari va umumiy elektron buluti hisobidan hosil bo'ladigan **bog'lanish metal bog'lanish** deyiladi.

Asosan metallar va qotishmalarda metall bog'lanish kuzatiladi. Metallarning barcha xossalari metall bog'lanish va metalning atom tuzilishiga bog'liq. Metallarning suyuqlanish, qaynash haroratlari yuqoriligi, issiqlik va elektr o'tkazuvchanligining yaxshiligi, bolg'alanuvchanligi metallarga xos metall bog'lanish evazigadir.

Bu bog'lanishda asosan kristall panjaralar hosil bo'ladi

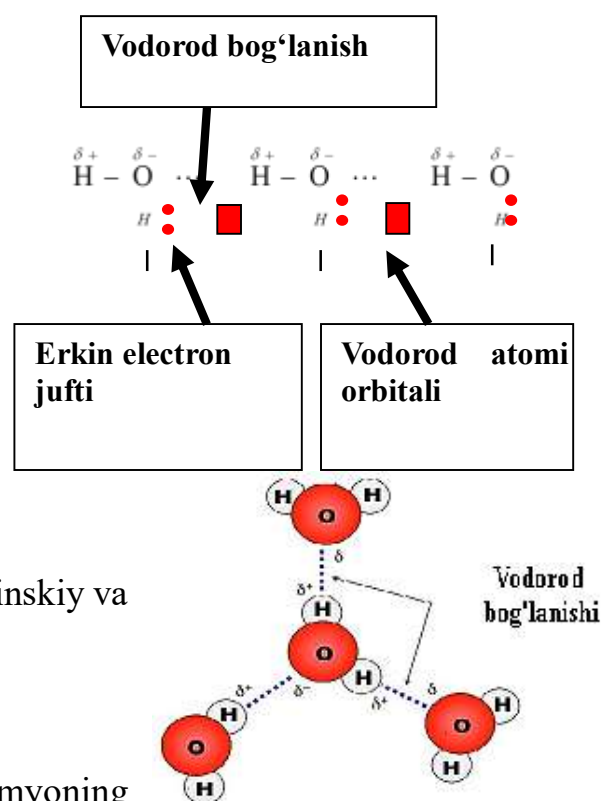


Vodorod bog'lanish

Elektromanfiyligi katta bo'lgan atomlarning (F, O, N, Cl, Br, S, I) vodorod bilan birikmasida vodorod qisman musbatlanadi va qo'shni manfiy atom bilan o'zaro bog' hosil qiladi, bu **vodorod bog'lanish** deyiladi. Vodorod bog'lanish eng kuchsiz bog'lanishdir, lekin u Vander-Vals kuchlaridan barqarorroqdir. Bog' quyidagicha hosil bo'ladi:

- Molekulararo – ikkita molekula orasida hosil bo'ladi,
- Ichki molekulyar – bitta molekuladagi ikkita funktsional guruh orasida hosil bo'ladi.

Vodorod bog'lanish tushunchasini 1880 yil M.A.Ilinskiy va N.I.Beketovlar fanga kiritishgan.



VALENTLIK

Atomning (elementning) **valentligi** ham kimyoning asosiy^[SEP]tushunchalari qatoriga kiradi. U elementlar atomlarining kimyoviy^[SEP]bog'lanishlar hosil qilish xususiyatlarini aks ettiradi. Valentlik tushunchasini fanga 1852-yilda E. Franklend kiritdi. Ilgari bu^[SEP] kattalik ayni elementning bitta atomi birikadigan bir valentli^[SEP] elementning atomlar soni sifatida aniqlanar edi. Masalan, xlorid^[SEP]kislota HCl da xlor bir valentli, suv H_2O da kislorod ikki valentli^[SEP], ammiak NH_3 da azot uch valentli, metan CH_4 da uglerod to'rt^[SEP] valentli, PCl_5 da fosfor besh valentli, SF_6 da oltingugurt olti valentli^[SEP], ReF_7 da reniy yetti valentli, XeO_4 da ksenon sakkiz valentli.

Valent elektronlarga, avvalo tashqi tugallanmagan pog'onalaridagi elektronlar kiradi. Lekin tashqaridagi ikkinchi pog'onaning^[SEP] (masalan, d- elementlar

electronlari), shuningdek, tashqaridan SEP uchinchi pog'onaning (masalan, f- elementlarida) elementlari SEP ham valent elektronlar bolishi mumkin.

Kimyoviy bog'lanish haqidagi ta'limot rivojlanishi bilan SEP valentlik haqidagi tushunchalarning o'zi ham o'zgaradi. Hozirgi SEP vaqtda valentlik berilgan atom boshqa atomlar bilan birikkan SEP kimyoviy bog'lanishlar soni sifatida aniqlanadi.

Valent elektronlarga, avvalo tashqi tugallanmagan pog'onalardagi elektronlar kiradi. Lekin tashqaridagi ikkinchi pog'onaning SEP (masalan, d- elementlar elektronlari), shuningdek, tashqaridan SEP uchinchi pog'onaning (masalan, f- elementlarida) elementlari SEP ham valent elektronlar bolishi mumkin.

Kimyoviy bog'lanish haqidagi ta'limot rivojlanishi bilan SEP valentlik haqidagi tushunchalarning o'zi ham o'zgaradi. Hozirgi SEP vaqtda valentlik berilgan atom boshqa atomlar bilan birikkan SEP kimyoviy bog'lanishlar soni sifatida aniqlanadi.

Molekulyar spektrlar

Atom kabi, molekula ham yuqori energetik sathdan quyi energetik sathga o'tganida o'zidan elektromagnit nurlanish chiqaradi. Aksincha, past energetik holatdan yuqori energiya holatiga o'tishda nurlanishni yutadi. Molekulalar odatda yo'l-yo'l spektrlar hosil qiladi. Molekulyar nurlanish va yutilish spektrlarini o'rganish bizga molekulalarning energetik holati haqida ma'lumot beradi. Tushunarli bo'lishi uchun biz quyida ikki atomli molekula haqida gaplashamiz. Molekularning spektri uch qismga bo'linadi:

1. **Elektron:** molekula elektronlarining harakatlanishi tufayli;
2. **Vibratsion (Tebranish):** molekula tarkibidagi atomlar yadrolarining tebranish tufayli;
3. **Aylanish:** molekula o'zining biror o'qi atrofida aylanishi tufayli.



Yuqoridagi mulohazalarga asosan molekulaning to'liq energiyasi quyidagi energiyalar yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$E = E_e + E_t + E_a$$

Molekula bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda formuladagi energiyalarning qiymati bir vaqda o'zgaradi.

Molekula chiqargan nurlanish ν chastotasi ΔE energiya o'zgarishiga to'g'ri proporsional:

$$\nu = \frac{\Delta E}{h}$$

$$\Delta E = \Delta E_e + \Delta E_m + \Delta E_a$$

$$\Delta E_a \ll \Delta E_m \ll \Delta E_e$$

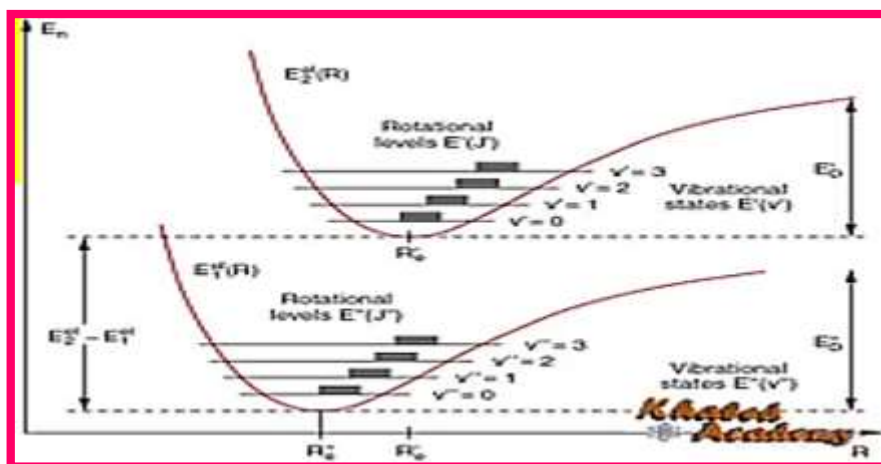
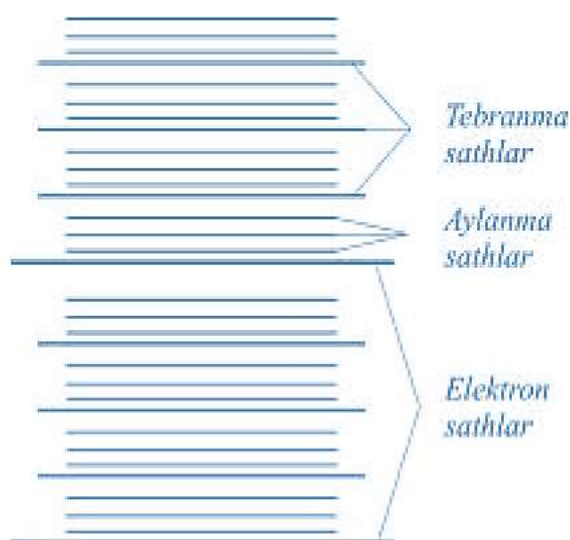
Bundan molekular spektrining turli qismlarida yo'l-yo'llar hosil qiladigan zich joylashgan chiziqlarning paydo bo'lishini tushuntirish mumkin:

Elektron spektr Bu spektr yuqori energiyali fotonlarning yutilishidan kelib chiqadi. Buning natijasida elektronlar yuqori energiyali sathlarga o'tishi mumkin. Elektron spektrlar elektromagnit to'lqinlar shkalasining ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha sohalarida joylashgan.

Barcha ikki atomli molekular elektron spektrlarni chiqaradi.

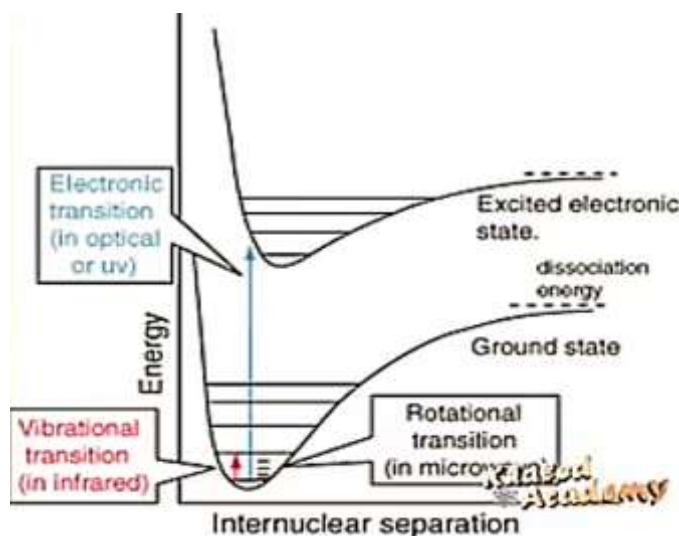
Vibratsion spektr

Past energiyali fotonlar vibratsion energiya sathidagi o'zgarishkarni keltirib chiqaradi. Shu tarzda olingan spectral vibratsion spectral deb ataladi. Ular elektromagnit to'lqinlar shkalasining yaqin infraqizil sohasida (ko'rinadigan hududga yaqin) hosil bo'ladi.



Aylanish spektrlari

Bu yerda ham past energiyali fotonlar, molekulalarning aylanish sathidagi o'zgarishlarni keltirib chiqaradi. Ushbu spektrlarga aylanish spektrlari deyiladi. Bu spektr elektromagnit to'liqlar shkalasining uzoq infraqizil yoki mikroto'liqlar sohasida joylashgan.



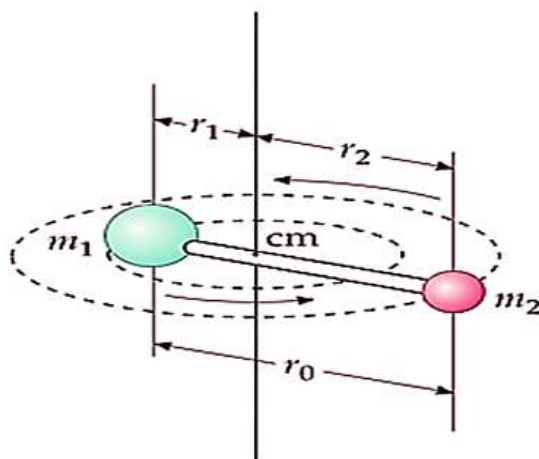
Eng oddiy molekula ikki atomdan iborat molekuladir. Ikki atomli molekulani ikki atom massa markazi atrofida aylanuvchi gantel shaklidagi qattiq rotator deb qarash mumkin. Bunday tizimning inersiya momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$I = \mu r_0^2 \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad r_0 = r_1 + r_2$$

Aylanma harakat qilayotgan ikki atomli molekulaning impuls momenti kvantlangan bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$L_{rot} = \sqrt{J_R(J_R + 1)}\hbar \quad (5.109)$$

Bu formulada J_R – aylanma kvant soni bo'lib, mumkin bo'lgan butun son qiymatlarini qabul qiladi, ya'ni $J_R = 0, 1, 2, 3, \dots$



Impuls momenti $L=I\omega$ bo'lgan molekulaning aylanma kinetic energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

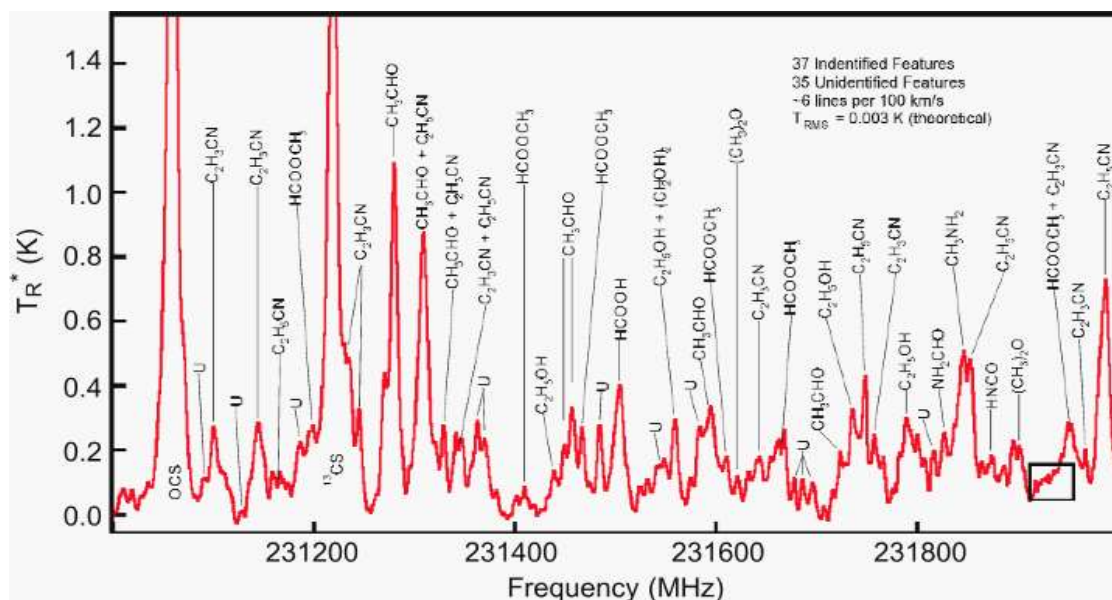
$$K_{rot} = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{(I\omega)^2}{2I} = \frac{L^2}{2I} \quad (5.110)$$

Bunda K_{rot} kvantlangan bo'ladi, ya'ni

$$K_{rot} = J_R(J_R + 1) \frac{\hbar^2}{2I} \quad (5.111)$$

Qo'shni aylanma sathlar energiyalari farqi quyidagicha aniqlanadi:

$$K_{rot(J_R+1)} - K_{rot(J_R)} = \Delta K_{rot} = \frac{\hbar^2}{I} (J_R + 1) \quad (5.112)$$



Savol va topshiriqlar

1. Kvant fizikasi nuqtai nazaridan vodorod atomini tushuntiring.
2. Markaziy-simmetrik maydon potentsiali nima?
3. Markaziy-simmetrik maydondagi harakat uchun Shryodinger tenglamasini yozing.
4. Elektron spektr
5. Kvant sonlari ma'nosini tushuntiring.
6. Tomson atom modelini tushuntiring.
7. Rezerford tajribalari haqida nimalar bilasiz?
8. Bor postulatlarini mohiyatini tushuntiring
9. Frank va Gerts tajribasining asosiy g'oyasini tushuntiring.
10. Frank va Gerts tajribalari natijasida nimalar aniqlanadi

11. Atomlar orasidagi bog‘lanishlar va molekullarning hosil bo‘lishini tushuntiring.

12. Kimyoviy bog‘lanish va uning turlarini aytib bering.

13. Kovalent bog‘lanishni tushuntiring.

14. Ion bog‘lanishni tushuntiring.

15. Metal bog‘lanishni tushuntiring.

16. Vodorod bog‘lanishni tushuntiring.

17. Valentlik nima?

18. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlarini tushuntiring.

19. Bor magnetoni nima?

20. Shtern va Gerlax tajribasining maqsadi nima?

21. Elektronining xususiy magnit momentini tushuntiring.

22. Elektron spini qanday kattalik?

23. Spin giromagnit munosabatini yozing va tushuntiring.

24. Kvant mexanikasida mikrozarralarning holati qanday aniqlanadi?

25. To‘lqin funksiyasi Shredinger tenglamasining yechimi bo‘lishi uchun qanday shartlarni qanoatlantirish kerak?

26. To‘lqin funksiyasi amplitudasi kvadratining mohiyati nima?

27. Statsionar holat va nostasionar holatlar to‘g‘risida tushuncha bering.

28. Statsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasini yozing va izohlang.

29. Nostasionar holatlar uchun Shredinger tenglamasini yozing va tushuntiring.

30. Xususiy funksiya va xususiy energiyalar qanday funksiya va qanday energiyalardir.

31. Normalash shartining mohiyati nima?

32. Shredinger tenglamasida zarraning qaysi xususiyati hisobga olingan?

33. Tomson atom modelini tushuntiring.

34. Rezerford tajribalari haqida nimalar bilasiz?

35. Bor postulatlarini mohiyatini tushuntiring

36. Frank va Gerts tajribasining asosiy g‘oyasini tushuntiring.

37. Frank va Gerts tajribalari natijasida nimalar aniqlanadi

38. De-Broylning gipotezasining mohiyatini tushuntiring.

39. Zarralarning to‘lqin xususiyatlari kuzatilish shartlarini ayting.

40. Devisson-Jermer tajribasini tushuntiring

41. Tomson-Tartakovskiy tajribalarini tushuntiring

42. V. Fabrikant, L. Biberman va N. Sushkin tajribasini tushuntiring.

43. De-Broyl to‘lqinlari haqida gapiring

44. To‘lqin paketi nima?

45. Fazaviy tezlikni tushuntiring.

46. Gruppaviy tezlikni tushuntiring.

- 47.Noaniqlik prinsipi mohiyati nimada?
- 48.Zarra energiyasi va energiyani o'lchash vaqti uchun Geyzenberg noaniqlik munosabatlari haqida so'zlab bering.
- 49.Geyzenberg mikroskopi qanday ishlaydi.
- 50.Zamonaviy elektron mikroskoplar haqida gapiring.
- 51.Aynan o'xshash zarralar qanday zarralar?
- 52.Bozon nima?
- 53.Fermion nima?
- 54.Ko'p elektronli atomlarga misollar keltiring.
- 55.Pauli prinsipini tushuntiring.
- 56.Atom holatlarining elektronlar bilan to'ldirish tartibi qanday?
- 57.Issqlik nurlanishi nima va uning muammosini ayting.
- 58.Absolut qora jism deb nimaga aytiladi? Misollar keltiring.
- 59.Muvozanatli nurlanish deganda nimani tushunasiz?
- 60.Kirxgof masalasini tushuntiring.
- 61.Nurlanishning to'la zichligi bilan nurlanishning spektrial tarkibi haqida so'zlang.
- 62.Stefan-Boltsman formulasi absolut qora bo'lmagan jismlar uchun o'rinlimi?
- 63.Vinning strukturaviy formulasini yozing va tushuntiring.
- 64.Vinnig formulasi (funksiyasi) yozing va tushuntiring.
- 65.Reley-Jins qanday mulohazalar asosida issqlik nurlanishi energiyasi spektrial zichligi formulasini berdi?
- 66.Ultrabinafsha halokati nima?
- 67.Issqlik tebranishi moddasi (turi) deganda nimani tushunasiz?
- 68.Plankning kvant g'oyasini asosiy mohiyati nima?
- 69.Plank formulasini yozing va tushuntiring.
- 70.Atomlar orasidagi bog'lanishlar va molekulalarning hosil bo'lishini tushuntiring.
- 71.Kimyoviy bog'lanish va uning turlarini aytib bering.
- 72.Kovalent bog'lanishni tushuntiring.
- 73.Ion bog'lanishni tushuntiring.
- 74.Metal bog'lanishni tushuntiring.
- 75.Vodorod bog'lanishni tushuntiring.
- 76.Valentlik nima?

VI.bob. Yadro va Elementar zarralar fizikasi

6.1.YADRO FIZIKASI

Yadro fizikasi atom yadrosining strukturasini yadroviy kuchlarning xususiyatlarini , yadroviy reaksiyalarda va parchalanishda yadrolarining uzgarish va aylanish konunlarini , yadroviy nurlanishni modda bilan uzaro tasirini va elementar zarrachalarini urganadi . Yadro fizikasi Fraknsuz fizigi Bekkerel Uran tomonidan moddalarga kuchli kiruvchanlik kobiliyatiga ega bulgan nurlanish uz – uzidan chikarilgani kashf kilgan . 1896-yildan boshlab rivojlana boshladi. Bu nurlarni magnit maydonda ogish xarakterini tekshirib , Rezerford ular uchta komponentadan iborat

ekanligini anikladi: $\vec{L} = \sum_i l_i$ va $\vec{S} = \sum_i \vec{S}_i$ nurlar musbat zaryadlangan zarrachalar okimi , ρ_0 nurlar manfiy zaryadlangan zarrachalar okimi va γ – nurlar magnit maydonda ogmaydi. Keyinchalik malum buldiki, α – nurlar ichki elementar musbat zaryad olib yuruvchi massasi geliy atomi yadrosini massasiga yakin bulgan zarrachalardan tuzilgan ekan , $\pm \frac{1}{2}$ nurlar esa tez xarakatalanuvchi elektronlar okimidan iborat, γ – nurlar esa uzini rentgen nurlari kabi tutar ekan. Rezerford tajribaga asosan 1911-yilda atomni yadro modelini taklif kildi. Bu modelga asosan atom ogir musbat zaryadlangan yadro va undan minglab marta engil bulgan elektronlardan iborat. Elektronlar yadro atrofida aylanadilar va uni yakinida elektr kuchlari bilan ushlab turiladilar. Atomlar elektr neytral, atom nomeri Z yadro zaryadi va elemenlarni ximik xususiyatlarini aniklaydi.

1919-yilda Rezerford turli moddalar yadrolarini α – zarrachalar bilan bombordimon kilganida ularni parchalanishini kuzatdi . Bu xolda yadrodan bir karrali musbat zaryadlangan, vodorod atomi yadrosi massasiga teng, elektron massasidan 1836marta katta bulgan zarraga uchib chikkan. Natijada turli yadrolar tarkibida vodorod yadro mavjudligi isbotlandi, ular protonlar deb ataldi.

Protonlar kashf kilingandan keyin fiziklar A proton va (A-2) elektrondan tuzilgan deb uylashdi. Lekin elektronlar yadro tarkibiga kiradi degan tasovvurlar kup eksperimental faktlarga karama karshi buldi.

1930-yilda Bote va Bekker berilliyga α – zarrachani tasir kildirib unday kuchli kiruvchanlik kobiliyatiga ega nurlanish chikishini anikladilar. Bu nurlar γ – nurlar edi.

Iren Jolio-Kyuri va Frederik Jolio agar γ – nurlanish ruparasiga parafin joylashtirilsa, parafindan katta energiyali protonlar uchib chikishini kuzatdilar.

1932-yilda Chedvik massasi proton massasiga yakin elektr neytral zarracha mavjudligini isbotladi . Bu zarracha neytron deb ataldi.

Bu kashfiyotdan keyin, darxol bir-biridan mustakil ravishda Geyzenberg va Ivanenko yadro proton va neytronlardan tuzilgan, ularni tula soni yadro massasini

aniklaydi degan gipotezalarni aytishdi. Yadro ichida proton va neytronlar yadro kuchlari vositasida ushlab turiladi.

1932-yil oxirida Anderson va Milliken kosmik nurlarda elektron massasiga teng, zaryadi unga karama-karshi, ya'ni musbat zaryadga ega bulgan zarracha pozitronni kashf kiladilar.

Elektronlarni nurlanish spektri uzluksiz xarakterga ega ekanligi, uni urtacha energiyasi parchalanishda yadro chikaradigan energiyaga nisbatan etarlicha kichikligi isbotlandi.

Pauli yana bitta gipotezani, ya'ni kuchli kiruvchanlikka ega neytral zarracha neytrino mavjudligini asoslab berdi. Bunday zarracha β – parchalanishda yadrodan chikayotib, elektronlar bilan birga kushimcha energiya olib yuradi. Neytrino xakidagi gipotezaga asosan, Fermi zarrachalarni uzaro ta'sirlarini yangi tipini β – uzaro ta'sir yoki kuchsiz uzaro ta'sirlari mavjudligini gipoteza tarzida aytdi. Bu uzaro ta'sir β – parchalanishga ya'ni yadroda neytronni protonga aylanib, elektron va neytrino uchib chikishga olib keladi.

$$n \rightarrow p + \bar{e} + \gamma \quad (6.1)$$

1934-yilda I.E. Tamm β – parchalanish sodir bulish faktidan neytron va proton orasida kandaydir kuchlar mavjudligi va bu kuchlar juda kuchsiz bulib,yadroni turgunligini ta'minlay olmasligi kelib chikishini kursatdi.

1935 -YApon fiziki YUkava, bu goyani rivojlantirib, yadro kuchlarini kandaydir zarrachalar- yadro kuchlari maydonini kvantlari bilan almashtirish mumkin ekanligini kursatdi. Ular elektron massasidan 200-300 tartibga katta massaga ega buladilar.

1938 yilda bunday zarrachalar kosmik nurlarida topildi va μ – mezon deb nom oldi.

Bu zarrachalarni xususiyatlarini urganish shuni kursatdiki,ular yadroviy uzaro ta'sirni olib yuruvchi emas,ularni uzi yadro zarrachalari bilan kuchsiz uzaro ta'sirlashadi.

1947-yili Pauell kosmik nurlarida yadro aktiv zarralarini π – mezonlarni kashf kildi,ularni massasi $270m_e$ ga teng bulib,yadro kuchlari maydonini kvantlari xisoblanadi. SHunday kilib nuklonlar orasidagi yadro kuchlarini mavjudligi asosida yadro kuchlari maydoni orkali sodir buladigan uzaro ta'sir yotadi va π – mezonlar va boshka mezonlar bu maydonlarni kvanlari xisblanadi.nuklonlar orasidagi uzaro ta'sirni urganish ishlari zarrachalarni sun'iy ravishda tezlatish usullari ochilgandan keyin tez rivojlanish ketdi.

1944-yilda Veksler va 1945-yilda Makmillan yangi siklik kurilmalar ustida ish boshladilar.1958 yilda Rossiyada 10-Gev energiyatacha, 1960 yilda 30 Gev gacha zarralarni tezlashtiruvchi kurilmalar yasaldi.

1939-yilda Gann va Sitrasman uranni neytronlar bilan nurlantirib ancha engil elementlarni xosil bulishini kuzatdilar. Ogir yadro neytronlar ta'sirida bulinishini, bu bulinish ikkilamchi neytronlarni va katta mikdorda energiya chikarish bilan sldir bulishini anikladilar.

1955-yil antiproton, 1956-yilda antineytron kashf kilindi.

Elementar zarrachalar dunyosi uzluksiz kengayib boraverdi proton massasidan katta massali giperonlar, elektron neytrinosi, myuon neytrinosi kashf kilindi. Xamma elementar zarrachalar tugilishi ulishi, boshka elementar zarrachalarga aylanishlari mumkinligi aniklandi. Zarrachalar nurlanishga aylanishi va aksincha yoruglik kvantlari zarrachalar xosil kilishi kuzatildi, xozirgi vaktida 200 dan kuprok elementar zarrachalar mavjud. mikroduyo xodisalarini tadjik kilish, atomlar va elementar zarrachalar makroduyo konuniyatlaridan fark kiladigan konuniyatlarga buysunishini kursatdi. Bu mikroduyoda boshka ulchamlar, tezliklar energiya masshtablariga utish bilan boglikdir. Makroduyo konunlari mikroduyoning umumiy konunlarini xususiy yoki chegaraviy xolatlari xisoblanadi.

2) Elementar zarrachalar dunyosi uchun xarakterli bulgan kattaliklarni masshtablarini kuramiz.

Uzunlik. Atomni kundalangigiga 10^{-8}sm tartibida buladi. Bu kattalik tashki elektronlar orbitasi radiusini xarakterlaydi. YAdro ulchami atom ulchamlaridan $10^4 - 10^5$ marta kichik va $10^{-12} - 10^{-13}\text{sm}$ ga tengdir.

10^{-13}sm masofa 1 Fermiga tengdir. Xozarga kadar 0.1 Fermiga masofalarni fark kilishga erishilgan.

Energiya. Odatdagi temperaturada molekula $\frac{1}{40}eV$ ga yakin urtacha kinetik energiyaga ega buladi.

$$\text{SGSE sistemasida } 1eV = 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1}{300} = 4,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

Energiyani bundan kattarok birligi *Mega EV* – 10^6 ev va *Giga ev* – 10^9 ev .

YAdroda protonlar va neytronlarni boglanish energiyasi urtacha $8 \cdot 10^6 eV$ ni tashkil etadi. Tezlashtiruvchi kurilmalar uchun zarrachalar $10^9 - 10^{10} eV$ tartibidagi energiyaga ega buladilar. Kosmik nurlanishini bir kancha zarrachalari ($10^9 - 10^{10} \text{ ev}$) energiyaga energiyani olib yuradilar.

Tezliklar. Xamma xarakatlar tezliklarini absalyut chegarasi yoruglik tezligidir. Yoruglik tezligi bilan elektromagnit tulkinlar va masaga ega bulmagan neytrino xarakatlanadi. Boshka massali elementar zarrachalar yoruglik tezligiga yakin tezlikda xarakatlanadilar. Nisbiylik nazariyasi zarrachalar kinetik energiyasi

$$T = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot m_0 c^2 \quad (6.2)$$

ifodadan aniklashga imkon beradi.

Bu erda $T = 10^6$ va 10^9 ev energiya kiyimatlarini kuyib elektron tezligi v ni 94% ni tashkil kilishini kurish mumkin.

Mtkrodunyoda yoruglik tezligi tezlik masshtabini birligi sifatida olinadi.

Vaqt. Agar 10 fermini yoruglik tezligiga bulsak, $\frac{10 \cdot 10^{-13}}{3 \cdot 10^{10}} \approx 3 \cdot 10^{-23} c$ kelib

chikadi va $10^{-23} s$ vakt yadro vakti deyiladi va u mikrodunyoda vakt masshtabini birligi sifatida kabul kilinadi.

Massa. m -massa zarralarni inert va gravitatsion xususiyatlarini aks ettiradi. Elementar zarrachalar massasi birligi sifatida elektronni tinchlikdagi massasi kabul kilinadi: $m_0 = 9 \cdot 10^{-31} kg$ Agar elektronni tinchlikdagi massasini energetik birliklarda ifodallasak, unga kuyidagi energiya mos keladi.

$$m_0 c^2 = 0,511 eV$$

yadro fizikasida yadro masasi massa atom birliklarda ulchanadi.

$$1 m.a.b = 1,67 \cdot 10^{-27} kg$$

xarakat mikdori momentini kvant birligi $\hbar$ dir

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-27} erg * sek$$

Elektron atomda bir yoki bir necha tartibida xarakat mikdori momentiga ega buladi.

3. Rezerfordning sochilish konuni atom yadrolarining zaryad kattaligini topishga imkon beradi. Ingliz fizigi CHedvik mis, kumush platina uchun mos ravishda 29 ± 1 , 46 ± 1 , 78 ± 2 ekanligini topdi.

Van-den-Bruk elementlarning yadro zarrachalari kiymati ximiyaviy elementlar jadvalidagi bu elementlar urnining tartib soniga tugri kelishini paykadi. Davriy jadvalda elementlar urni ularning atom ogirliklari bilan emas, balki yadro zaryadi kiymati, atom nomeri bilan belgilanadi. Bir elementdan boshkasigautilganda, uning atom yadrosi zaryadi birga uzgaradi. Bu moslik mustakil ravishda Mozli tomonidan tasdiklandi. Mozli konuni buyicha:

$$\sqrt{\rho} \approx Z \quad (6.3)$$

Z – yadroning zaryad kattaligi bulib, bu elementning atom nomeriga mos keladi. Elektr zaryadi atom yadrosining asosiy xarakteristikalaridan biridir. U neytral atomdagi elektronlar sonini, ximiyaviy va optikaviy xususiyatlarini aniklaydi.

1913 yilda atomning Bor nazariyasi, keyinchalik esa uning kvant-mexanik talkini vujudga keldi: atom yadrodan va uning atrofiga turli masofalarda aylanib yuruvchi elektronlardan tashkil topgan. Yadroning massa va zaryadi proton massasi va zaryadiga butun karrali bulganligidan xamma yadrolar protonlardan tuzilgan deb taxmin kilish mumukin. Lekin yadro massa soni A xamma izotoplarda ularning atom nomerlari Z dan taxminan 1.5 marta kattadir. SHuning uchun A massa sonli va Z atom nomerini yadro A ta protondan tashkari yana $(A-Z)$ ta elektronga ega buladi. Bu gipotezaga asosan azot yalrosi ($A=14, Z=7$) 14 proton va 7 elektrondan tashkil topishi kerak. Yadro tarkibiga elektronlar xam kiradi degan fikr tabiiydek kurinadi, chunki radioaktiv parchalanish vaktida yadrodan β – zarrachalar uchib chikishi kuzatiladi. Lekin tez orada yadrolarning xarakat mikdori momentini, yadro va elektronlarning ulchamini solishtirgan vaktida yadroda erkin elektronlar bulishi kerak degan tushuncha ma'lum karama-karshiliklarga olib keldi.

1932 yilda CHedvik neytronni kashf kildi. SHu yilda Ivanenko va Geyzenberg yadroning proton-neutron modelini taklif kildilar. Bu modelga kura yadro Z proton va $(A-Z)$ neytrondan tashkil topgan. Neytronlar spini yarim sonli $(\pm \frac{h}{2})$ kiymatga va xarakat mikdorining orbital momenti xamisha butun sonli kiymatga ega bulganligidan A nuklondan tuzilgan yadrolar tajribaga tula mos keladigan spinlarga ega bulishi kerak:

$$I = \begin{cases} 1, 2, \dots - A, & \text{juftbo'lsa} \\ 1/2, 3/2, \dots - A & \text{tokbo'lsa} \end{cases} \quad (6.4)$$

YAdroni tashkil kilgan zarralar nuklonlar deyiladi. Yadroning m.a.b dagi massasiga eng yakin butun son deb yadroning massa soni A olindi. Massa soni atom yadrosidagi nuklonlar sonini bildiradi. Berilgan element yadrosi ${}^A_Z X$ simvol bilan belgilanadi. Bir xil elektr zaryadiga Y ni bir xil protonga, ammo xar xil massa soniga ega atom yadrolarga izotoplar deyiladi.

Masalan: ${}^{16}_8 O, {}^{17}_8 O, {}^{18}_8 O$

Izotoplpr bir xil ximiyaviy va optik xususiyatlarga ega. Tabiatda uchraydigan ximiyaviy elementlar bir necha izotoplarning aralashmasidan iborat. Massa soni bir xil bulgan, Y ni bir xil sonli nuklonlardan iborat, ammo xar xil Z ga ega bulgan atom yadrolari izobar yadrolar deyiladi.

$${}^3_1 H, {}^3_2 He, {}^7_3 Li, {}^7_4 Be \quad (6.5)$$

$A=36$ dan boshlab juft A ga ega bulgan yadrolar odatda juft-juft uchraydi.

Masalan: ${}^{36}_{16}S - {}^{36}_{18}Ar, {}^{40}_{18}Ar - {}^{40}_{20}Ca$

Xammasi bulib 58 ta izobar jufti bor. Bir necha izobar yadrolar uchlik (triada) izobarlarni tashkil etadi.

$${}^{96}_{40}Zr - {}^{96}_{42}Mo - {}^{96}_{44}Ru \quad (6.6)$$

$${}^{130}_{52}Te - {}^{130}_{54}Xe - {}^{130}_{56}Ba \quad (6.7)$$

Bir xil massa sonlariga va bir xil atom nomerlariga ega bulishlariga karamay, radioaktiv xususiyatlari bilan bir-biridan fark kiluvchi yadrolar izomer yadrolar deyiladi. xozirgi vaktida 300 dan ortik yadro izomeriyasi mavjud. Izomerlar-bu aynan bir turdagi, lekin nurli energetik xolatlardagi yadrolardir. masalan: ${}^{124}Sb$ ga yarim parchalanish davri 60 kun 1.5 min, 21 min bulgan uchta aktivlik mos keladi. YAdro izomerlarining kuzgalgan xolatlarini belgilash uchun «m»belgi ishlatib, u massa sonidan sung kuyiladi. Masalan, surmaning izomerlari ${}^{124m}Sb$ (60 kun) ${}^{124m_1}Sb$ (1,3 min) ${}^{124m_2}Sb$ (21) kurinishda yoziladi. Ba'zan "kuzgu yadro" tushunchasidan xam foydalaniladi. Masalan Z proton va N neytrondan iborat ${}^{N+Z}_Z X$ atom yadrosi bor deb faraz kilaylik. Protonlar soni bu yadroning neytronlar soniga teng ($Z_1=N$) neytronlar soni esa protonlar ($N_1=Z$) soniga teng bulgan ikkinchi ${}^{N_1+Z_1}_{Z_1} Y$ yadro birinchi yadroga nisbatan "kuzgu yadro" deb ataladi. Engil yadrolar soxasida "kuzgu yadrolar" juftiga misol kilib

$${}^3_1H_2(1p + 2n) - {}^3_2He_1(2p + 1n) \quad (6.8)$$

$${}^7_4Be_3(4p + 3n) - {}^7_3Li(3p + 4n) \quad (6.9)$$

ni kursatish mumkin. "Kuzgu" yadrolardan ikkalasini xususiyatlari bir-biriga ancha yakin, lekin ulardan biri kupincha radioaktiv buladi.

Bir xil sonli neytronlarga, lekin xar xil sonli protonlarga ega bulgan atom yadrolari izotoplar deyiladi.

Izotop yadrolarga misollar: $N=1$ bulganda ${}^2_1H_1 - {}^3_2He$, $N=2$ bulganda ${}^4_2He_2 - {}^5_3Li_2$, $N=3$ bulganda ${}^6_3Li - {}^7_3Be_3$.

1. rezerford tajribalarida alfa zarrani musbat zaryad soxasiga kirolmasdan orkaga kaytganligi α – zarra bilan atom yadrosi orasidagi uzaro kulon kuchi mavjudligidan kelib chikadi. YAdro tomon uchib kelayotgan α – zarra unga shunday $R_{\min}$ masofaga yakinlashadiki, uni kuyidagi ifodalardan topish mumkin:

$$\frac{m g^2}{2} = \frac{2Ze^2}{R_{\min}} \quad (6.10)$$

Bundan yadro zaryadi taksimlangan soxani radiusini topamiz,

$$R_{\min} = \frac{4Ze^2}{m g^2} \quad (6.11)$$

Nyutonning 2- konuniga asosan,

$$\vec{F}\Delta t = \Delta \vec{P} \quad (6.12)$$

ma'lumki α – zarraga ta'sir kiluvchi kuch yadrogacha bulgan masofaga boglik.

Bu kuch yadro chegarasida maksimal kiymatga ega:

$$F_{\max} = \frac{2Ze^2}{R^2} \quad (6.13)$$

Δt sifatida α – zarraning yadro markazidan utib ketish vaktini olish mumkin.

$$\Delta t = \frac{2R}{g} \quad (6.14)$$

SHunday kilib xarakat mikdorining uzgarishi ΔP

$$\Delta P \approx F_{\max} \cdot \Delta t = \frac{2Ze^2}{R^2} \cdot \frac{2R}{g} \quad (6.15)$$

Buni α – zarrani impulsi bilan solishtirsak,

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\left(\frac{2Ze^2}{R^2}\right) \cdot \left(\frac{2R}{g}\right)}{m g} = \frac{\frac{2Ze^2}{R^2}}{\frac{m g^2}{2}} \quad (6.16)$$

Rezerford tajribalaridan $\alpha \geq 90\%$ balsa, β — ya'ni:

$$\frac{\frac{2Ze^2}{R^2}}{\frac{1}{2} m g^2} \approx 1 \quad (6.17)$$

ya'ni (1) ifodaga keldik. Bu shart yadro radiusi R taxminan $2 \div 6 \cdot 10^{-14} \text{ m}$

bulsagina bajariladi. Demak, yadroning ulchami 10^{-14} m ni tashkil kiladi. YAdro ulchamlarini topishda kupgina usullardan foydalaniladi. Tajribalar kuyidagi emperik formulaga olib keldi:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (6.18)$$

r_0 - yadro uchun doimiy kattalik. Demak, yadroning xajmi

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A \text{ cm}^3 \quad (6.19)$$

ya'ni xamma yadrolarda xajm birligidagi nuklonlar soni bir xil

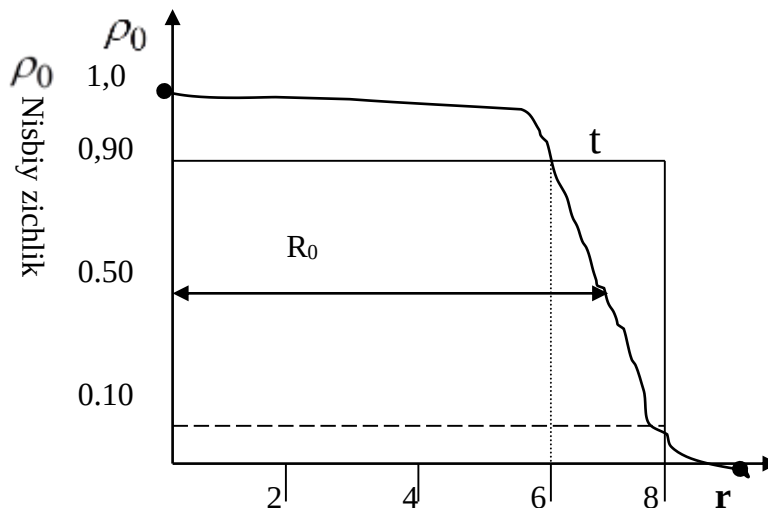
$$h = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} = \frac{3}{4 \pi r_0^3} = 10^{38} \frac{\text{нукл}}{\text{см}^3} \quad (6.20)$$

SHunday kilib, yadrolarning urtacha zichligi juda katta:

$$\rho = n \cdot m.a.\delta = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \quad (6.21)$$

Ma'lum bulishicha zaryad zichligi yadro markazidan uning chetrogiga borgan sari kamayar ekan. Zaryad taksimotining yadro radiusi buyicha uzgarishi

1- rasmda kursatilgan.



Kandaydir markaziy soxada zaryad zichligi taxminin uzgarmay koladi, keyin esa yadro cheti tomon kamayish kuzatiladi. Zaryad taksimoti ikkita parametr R_0 va t bilan xarakterlanadi. Bu taksimot quyidagi konunga mos keladi:

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \exp \left(- \frac{r - R_0}{\sigma} \right) \right]^{-1} \quad (6.22)$$

Bunda $\delta = 0,54 \cdot 10^{-13} \text{cm}$, ($t = 4,4 \delta$), $R_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} \text{A}$.

ρ_0 -yadro markazidagi protonlar zichligi, R_0 parametr effektiv radiusni bildiradi va u yadro markazidan zaryad zichligi markazigacha nisbatan ikki barobar kamayadigan nuktagacha bulgan masofaga tengdir. t -zaryad zichligining yadro radiusi buyicha uzgarish tezligini xarakterlaydi va zaryad zichligi 90% dan to 10%gacha kamayadigan masofaga teng. $Z > 10$ bulgan barcha yadrolar uchun t kattalik uzgarmas, $u \sim 2.4 F$ ga teng va esa $1,07 \cdot A^{1/3} F$ ga tengdir.

Yadroning spini, magnit va elektr momentlar.

Atom fizikasidan ma'lumki,elektronning istalgan bir xolati n,l,m,s kvant sonlari bilan ifodalanadi.

l - orbital kvant soni 0 dan $n-1$ gacha bulgan butun sonlarni, $-m$ magnit kvant soni $-l$ dan $+l$ gacha bulgan $2l+1$ ta butun sonlarni, S spin kvant soni $\pm \frac{1}{2}$ kiymatlarni kabul kiladi.

A nuklondan tuzilgan *yadroning tula momenti* J bu nuklonlarning spini va orbital momentlarning vektor yigindisiga teng. Agar spin-orbital uzaro ta'sir yuk balsa. Zarralarning orbital momentlari sistemaning tula orbital momenti L ni, spin momentlari esa tula spin momenti Sni beradi, ya'ni

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \text{ va } \vec{S} = \sum_i \vec{S}_i \quad (6.24)$$

U xolda sistemaning tula momenti:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (6.25)$$

Bu sistemaning tula orbital momenti $\vec{L}$ ning va tula spin momenti $\vec{S}$ ning taxminiy saklanishga olib keluvchi uzaro ta'sir L-S boglanish deb ataladi. Bunday boglanish nuklonlar urtasida markaziy kuchlar ta'sir kilgan takdirda yuzaga kelishi mumkin.yadro kuchlari markaziy kuchlar emas, yadrodagi uzaro ta'sir nuklonlar spini va orbital momentlarining ir-biriga nisbatan yunalishiga boglikdir. Sferik maydonda xar bir nuklonlarning tula momenti

$$\vec{j}_k = \vec{l}_k + \vec{S}_k \quad (6.26)$$

YAdroning tula mexanik momenti $\vec{J}$ esa yadro tarkibidagi nuklonlar tula mexanik momentlari $\vec{j}_k$ ning vektor yigindisiga teng.

$$\vec{J} = \sum_k \vec{j}_k \quad (6.27)$$

Bu xildagi boglanish *j-s boglanish* deyiladi. L-S boglanish fakat engil yadrolardagina urinlidir. Tajribalar juft-juft yadrolar spinlarining tengligi juft nuklonlar momentlari bir-birini yukotishini kursatadi.

Ya'ni: $\sum_k \vec{j}_k = 0$ (Z, N juft).

Tok A li (tok-juft yoki juft-tok) yadrolar spini juftlangan nuklonlar spinlari yukolganligidan, juftlanmagan nuklon spini bilan aniklanadi.

Ma'lumki aloxida nuklonning tula momenti birligida $\hbar$ yarimga ega. Xamma juft-juft (proton soni xam,neytron soni xam juft) yadrolarning spini 0 ga tengligi

tajribada kuriladi. Barkaror juft-tok yadrolar va tok-juft yadrolar $\frac{1}{2}$ dan $\frac{1}{4}$ gacha bulgan yarim butun sonli spinlarga ega. Tok-tok yadrolar butun spinlarga ega.

1928-yilda V. Pauli atom yadrolari xususiy mexanik moment-spin bilan bir katorda xususiy magnit momentiga xam ega bulishi mumkinligini aytgan. YAdroning *magnit momenti* yadro tarkibidagi neytron va protonlarning spin magnit momentlari xamda protonlarning yadrodagı orbital xarakatlari tufayli paydo buladi. Kvant mexanikasidan elektronning orbital magnit momenti

$$\mu = l \cdot \frac{e\hbar}{2m_e c} \quad (6.28)$$

(l - orbital moment, 0, 1, 2, ... kiymatlar kabul kiladi) $l=1$ bulganligidan

$$\mu = l \cdot \frac{e\hbar}{2m_e c} = \frac{M_\delta}{1836,5} = 5,0505 \cdot 10^{-24} \text{ } \text{apz} \cdot \text{zc}^{-1} \quad (6.29)$$

Bu magnit momenti Bor magnetoni ekanligi ma'lum. Xuddi shunday yadro fizikasida xam yadro va nuklonlarning magnit momemntlari birligi kilib

$$\mu_0 = l \cdot \frac{e\hbar}{2m_e c} = \frac{M_\delta}{1836,5} = 5,0505 \cdot 10^{-24} \text{ } \text{apz} \cdot \text{zc}^{-1} \quad (6.30)$$

yadro magnetoni kabul kilingan.

($\mu_p = 1836,5m_e$ -proton massasi)

Odatda magnit momenlari spinga parallel bulsa-musbat, karama-karshi bulsa manfiy deb xisoblanadi.

Radioaktivlikning umumiy tavsifi.

Bir ximyaviy element izotopining uz-uzidan elementlar zarralar yoki engil yadrolar chikarib, boshka bir elementning izotopiga aylanishi radioaktivlik deyiladi. Radioaktivlik fakat tabiiy sharoitda namoyon bulib kolmay, uni sun'iy yul bilan xam xosil kilish mumkin.

1896-yilda Bekkerel olimi uranning radioaktivlik xossasini kashf kildi. 1912-yilgacha taxminan 30ta radioaktiv element topildi.

Radioaktivlikni asosiy xususiyati-bir elementning uz-uzidan boshka elementga aylanishidir.

Radioaktiv parchalanishda xosil buladigan nurlar magnit maydonidan utganda, ular 3ta komponentadan iborat ekanligi tasdiklandi. Ular kuydagilar: α -nurlar, β -nurlar, γ -nurlar.

Atom nomeri va massasidan tashkari. Xar bir radioaktiv modda parchalanish tezligi bilan xarakterlanadi.

Barcha atomlarning yarim parchalanadigan vakt ($T_{1/2}$) deb ataladi. U parchalanish tezligining ulchovi bulib xizmat kiladi, xamda berilgan radioaktiv izotopning asosiy

xsusiyati xisoblanadi. Radioaktiv yarim parchalanish davri 10^{10} yildan to 10^{-11} sekundgacha bulgan juda keng chegarada uzgaradi.

Radioaktiv parchalanishlar natijasida izotoplarning uzgarishlari Fayans va Soddi tomonidan 1913 yilda yaratilgan siljish koidalariga muvofik yuz beradi. Siljish koidalarini kuydagicha yozish mumkin:



ya'ni α -parchalanishda davriy sistemada ikki katak chaprokdagi elementning izotopi xosil buladi.



β -parchalanishda esa bir katak ungdagi elementning izotopi xosil buladi va nixoyat β^+ parchalanishida yoki elektron kamrash jarayonida bir katak chapdagi elementning izotopi xosil buladi:



Radioaktiv emrilishlar doim ekzotermik jarayon bulib, unda ma'lum mikdorda energiya ajralib chikadi.

Agar radioaktiv yadroning massasi uning parchalanishi natijasida xosil buladigin maxsulotlar massalari yigindisidan kichik bulsa, u xolda yadro energiya jixatdan radioaktiv

parchalanishiga nisbatan barkaror buladi. $A \geq 100$ bulgan xamma yadrolar taxminan massalari uzaro teng bulgan ikki bulakka ajralishga nisbatan, $A \geq 140$ bulgan yadrolar esa α -parchalanishga nisbatan barkaror bulmaydi.

2. Radioaktiv uzgarish xamma vakt turgun izotop xosil bulishi bilan tugallanavermaydi. Kupchilik xollarda ketma-ket bir necha radioaktiv uzgarish kuzatiladi. Bu xolda radioaktiv parchalanishlarning butun bir zanjiri xosil buladi. SHuning uchun radioaktiv zanjirlar radioaktiv oilalilar deb ataladi.

Tabiiy radioaktiv izotoplar orasida yarim emrilish davri urning yoshi ($4,5 \cdot 10^9$ yil) ga yaqin bulgan 3ta izotop ma'lum.

Bularga ${}^{238}\text{U}$ ($T=4,5 \cdot 10^9$ yil), ${}^{235}\text{U}$ ($T=7 \cdot 10^8$ yil) va ${}^{232}\text{Th}$ ($T=1,4 \cdot 10^{10}$ yil) kiradi. Bu izotoplarning xammasi 3 ta radioaktiv oilani boshlab beradi. Xar bir oiladagi izotoplarning massa sonlari bir xil formula bilan ifodalanadi:

$$A=4n+c \quad (6.35)$$

n va c-butun sonlar.

Uran oilasi uchun $s=2$, n esa $51 < n < 59$ aktinouran oilasi uchun $s=3$, $51 < n < 58$ va toriy oilasi uchun $s=0$, $51 < n < 58$.

$S=1$ bulgan radioaktiv oila keyinchalik sun'iy yul bilan olinadi. Bu neptuniy oilasidir. Uning yarim parchalanish davri $2,2 \cdot 10^{-6}$ yilga yaqin. Tabiatda uchraydigan radio izotoplarni eng kup tarkalganlari

$^{40}\text{K}(T=4,5 \cdot 10^8 \text{ yil})$, $^{87}\text{Rb}(T=6 \cdot 10^{10} \text{ yil})$ va $^{152}\text{Sm}(T=2,5 \cdot 10^{11} \text{ yil})$

Uchala radiaktiv oilalarni uzaro yaqinlashtiruvchi xususiyatlaridan birinchisi, xar bir oila yarim pachalanish davri urning yoshiga yaqin bulgan izotopdan boshlanadi.

Yadro reaksiyalari.

Yadro reaksiyasi – bu zarra bilan yadro yoki ichki yadro ta’sirlashuvi natijasida ularning ichki xolatlarining uzgarishi yoki boshka yadrolarga aylanishidir.

Masalan, neytronlar, protonlar, deytionlar va boshka ogirrok ionlarning yadrolar bilan tuknashuvi natijasida ularning fakat yunalish uzgaribgina kolmay, balki tuknashuvdan keyin boshka zarralar va yadrolar xosil bulishi mumkin.

Yadro reaksiyalari chogida zarralarning nishon-yadro bilan tuknashuvida uzaro ta’sirlashuv xosil bulishi mumkin.

Yadro reaksiyai chogida zarralarning nishon-yadro bilan tuknashuvida uzaro ta’sirlashuv jarayonlarining vakti 10^{-12} s ga yaqin.

Xozirgi vaktga kadar kuzatilgan barcha yadro reaksiyalarida nuklonlarning tula soni, ya’ni nishon- yadroning va unga tushayotgan zarraning massa sonlari yigindisi uzgarishsiz saklanadi. SHuningdek yadro reaksiyalar jarayonida reaksiyaga kiruvchilarning tula zaryadi, energiyasi, impulsi, impuls momaenti, Pauli yoki Boze statistikasi va juftligi saklanadi.

Odatda yadro reaksiyalariga kuyidagicha ifodalandi. Masalan a zarraning A nishon yadro bilan tuknashuv reaksiyasi natijasida V yadro va v zarra xosil bulsin deylik. U xolda bu reaksiya kuyidagicha yoziladi.

$A(a,v)V$ yoki

$$\begin{array}{l} (1) A \\ (2) A+a \\ (3) B \end{array} \longrightarrow \begin{cases} A+a \text{ ёки кискача } A(a,a)A \\ A+a \text{ ёки кискача } A(a,a)A^* \\ B+v \text{ ёки кискача } A(a,v)B \end{cases}$$

(1) Jarayon elastik sochilishga kiradi, chunki bu xolatda dastlabki yadroning uzgarmaydi.

(2) Jarayon noelastik sochilishidan iborat, bu jarayonda A yadroning ichki xolati uzgaradi.

(3) Jarayonda nishon yadroning a zarra bilan tuknashuvida boshka V yadro va v zarra paydo buladi. Masalan,

(α, p) reaksiyaga oid $^{14}_7\text{N} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{17}_8\text{O} + ^1_1\text{H}$ yoki $^{14}_7\text{N}(\alpha, p)^{17}_8\text{O}$.

(α, n) reaksiyaga oid $^{27}_{13}\text{Al} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{30}_{15}\text{P} + ^1_0\text{H}$ yoki $^{27}_{13}\text{N}(\alpha, n)^{30}_{15}\text{P}$.

(p, pn) reaksiyaga oid ${}^{63}_{29}\text{Cu} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{62}_{29}\text{Cu} + {}^1_1\text{H} + {}^1_0\text{n}$ yoki ${}^{14}_7\text{N}(\alpha, p){}^{17}_8\text{O}$

Yadro reaksiyalari xam ma'lum mikdorda energiya yutilishi yoki ajralishi mumkin. Bunda ajaraladigan yoki yutiladigan enegiya a yadro reaksiyasining energiyasi deb yuritiladi va kiymat jixatdan boshlanigch va natijaviy energiya farkiga teng buladi:

$$E(A, a) - E(B, b) = Q \quad (6.36)$$

$$Q = [(m_A + m_\alpha) - (m_B + m_b)] \quad (6.37)$$

Energiya ajralib chikishi bilan yuz beradigan ($Q > 0$) yadro reaksiyalarini *ekzoterimik reaksiyalar*, energiyaning yutilishi bilan ($Q < 0$) utadigan yadro reaksiyalarini *endotermik reaksiyalar* deb ataladi.

Reaksiyaga kirishayotgan zarralar massasi, energiya va impulslari kiymatlarining nurlanish jarayonining kinematikasi deb yuritiladi.

6.2.ELEMENTAR ZARRALAR FIZIKASI.

Yadro fizikasi kismini biri yukori energiyali fizika deb ataladi , chunki bu soxada kupgina eksperimental utkazish uchun katta energiyali zarrachalarkerak buladi. Yuqori energiyali zarrachalarni tabiiy manbasi kosmik nurlar xisoblanadi . SHuning uchun 50-yillarning boshiga kadar elementar zarralar fizikasini rivojlanishi kosmik nurlardagi jarayonlarni urganish bilan chambarchas boglik edi. Keyinchalik yukori energiyali zarrachalarni laborotoriya sharoitida zaryadlangan zarracha --- olishga muvaffak bulindi. Xozirda kosmik nurlardagi 10^{12} - 10^{13} eV energiyalardagi uzaro tasirni tadbik kiluvchi murakkab kurilmalar ishlab chikarilyapti. Uttizinchi yillar boshida fakat 4 ta zarracha : elektron (e) , proton (r) , neytron (n) va γ - kvant malum edi.

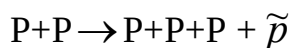
Birinchi elementar zarracha elektron – 1897 yilda Lorens va Tomson tomonidan kashf kilingan.

Ikkinchi zarracha- proton Rezer ford tomonidan 1911 yilda ochildi . Chedvik tomonidan neytronni ochilishi , materiyani malum bulgan shakllari –yadro, atom va elektromagnit maydonni yukoridagi 4 ta zarra tashkil kiladi degan fikrni yuzaga keltirdi. Yigirmanchi yillarning oxiriga kelib Dirak tomonidan antizarrachalar mavjudligi aytili . Massasi elektron massasiga teng , lekin musbat zaryadli zarra – pazitron tabiatda mavjudligi nazariy yul bilan isbotlandi . Bu zarra vakuumda xar kancha uzak yashay olsa xam , tabiiy sharoitda biror elektron bilan uchrashguncha 10^{10} sek yashay oladi .

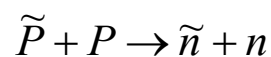
Pozitronni umri kiska bulishiga karamay 1932 yilda Amerikalik fizik Anderson tomonidan kosmik nurlarni tadbik kilish jarayonida kayd kilinib , uni tabiatda mavjudligi tasdiklandi. Antizarrachalar va zarrachalar massasi ,spin, izotopik spini , zarrachalar spini uzaro tengdir , magnit momentlar ikarama- karshi .

Zarracha va antizarrachani asosiy xususiyati – bir – biri bilan annigilyasiya bunda juftlarni tinchlikdagi massaslari yigindisiga ekvivalent bulgan energiya tinchlikdagi energiya va yangi zarrachalar kinetik energiyasiga va γ kvantlar energiyasiga aytiladi.

Aksincha juftliklar xosil bulishida energiya talab kilinadi . Antizarrachasi mavjud bulmagan 3 ta zarracha mavjud . Bular foton , π^0 -mezon, η^0 -mezon , ular absalyut neytral. 1953-yilda pratonni antizarrachasi – antiproton kashf etildi . Proton - antiproton juftligini xosil kilish uchun energiya elektron pazitron juftligini xosil kiladigan energiyadan bir necha ming marta kattadir . 1955 yil Amerikalik fiziklar mis nimonni 6,2GeV energiyali pratonlar bilan bombardimon kilganda xosil buladigan zarrachalar orasidan topdilar. Antipraton xosil bulgan reaksiya



Antipratonlar birinchi marta 1956-yil olindi. Ularni xosil kilishda antipratonlari siklonlar bilan uzaro tasiridan foydalanildi .



$$\tilde{P} + n \rightarrow \tilde{n} + n + \pi^- \quad (6.38)$$

Antineytron neytrondan magnit momentini yunalishi bilan fark kiladi . Antipratonga uxshab , antineytron nuklon bilan uzaro tasirlashganda annigilyasiya buladi va energiya ajraladi .

$$E = 2m_n c^2 = 1900 \text{ MeV}$$

Bu energiya π va k – mezonlar xosil bulishiga keladi . Neytron va antineytron nostabil zarrachalardir . Ularni yarim emirilish davri

$$\tilde{\tau}_n \approx \tau_n = 11,7 \pm 0,3$$

U kuyidagi sxema buyicha parchalanadi.

$$\tilde{n} \rightarrow \tilde{p} + e^+ + \chi \quad (6.39)$$

Neytrino – 1931 yilda β emirilish jarayoni bilan boglik nazariy ravishda aytiladi . 1 MeV energiyali neytrino $\delta \leq 10^{-43}$ effektiv tasirlashish kesimiga ega .

Uni moddadagi erkin yugurish yuli 10^{16} km shuning uchun neytrinoni uzaro tasir --- registratsiya kilish kiyin . SHuning uchun bunday kuzatishni amalga oshirish kuvvatli yadro reaktorlar kurilgandan keyin mumkin bulib koldi . Bunday reaktorlar ichida β^- emirilish jarayoni antineytrino xosil bulishi bilan sodir buladi . 100000 kVt kuvvatli

reaktorlardan antineytrino okimi $10^{19} \frac{\text{zarracha}}{\text{cm}^{-2} \text{sek}}$

1956 yil Reynes va Kauend reaktor bilan ishlaganda kuyidagi jarayonni kayd kildi .

$$\tilde{g} + p \rightarrow n + e^+$$

Bunday reaksiya antineytrino energiyasi 2 MeV dan oshganda sodir bulishi mumkin. 1962-yil nol massali uzaro zaif tasirlashuvchi neytral zarrachalarni ikki turi mavjudligi aniklandi . β - emirilishda elektron neytrinosi - ν_e , π - mezon emirilishida myuon neytrinosi ν_μ xosil buladi . Eksperimentni kursatishicha , ular bir-biridan uzaro tasir tipi buyicha fark kiladi .

Mezonlar – 1935 yilda Yukava tomonidan aytilgan. Ularni massasi elektron va praton massalari orasidagi kiymatga ega . Mezonlar yadro maydonini kvantlari xisoblanadi va uzaro tasir jarayonida pratonlar xamda neytronlar tomonidan yutiladi va chikariladi .

Nuklonlar va antinuklonlarni annigilyasiyasi jarayonida ularni energiyasi va impulsi mezonlarga utadi. 1947-yilda ingliz fizigi Pauell massasi $m \approx 300m_e$ bulgan zarrachalar π - mezonlar yoki pionlarni kashf kildi .Tajriba + va – zaryadli π - mavjudligini kursatdi . Ularni zarracha va antizarracha sifatida karash mumkin. Ularni xar biri $273,1m_e$ ga teng . Neytral π^0 mezonni massasi $264,3 m_e$ ga teng . Pionlar

spini nolga teng. Pionlar nostabil zarrachalardir . Zaryadlangan $\pi^{\pm}$ mezonlarni yashash vakti $2,55 \cdot 10^{-8}$ s . Ular ukyidagi sxema buyicha emiriladi .

$$\pi^{\pm} \rightarrow M^{\pm} + \chi_M$$

Neytral π^0 - mezonni yashash vakti 10^{-16} sek va u ikkita γ kvantga parchalanadi.

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

Kosmik nurlarda μ - mezon (myuon) ochildi , ular π - mezonlardan farkli ravishda yadrolar bilan tasirlashmaydi. Myuonlar pionlar emirilishi natijasida xosil buladi va $2 \cdot 10^{-6}$ sek ichida – ravishda elektron . neytron va antineytronga parchalanadi .

$$M^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \chi + \bar{\chi} \quad (6.40)$$

Myuonlar massasi $206,8 m_e$ ga teng , ular manfiy va musbat zaryadga ega . Neytral myuon mavjud emas .keyinchalik k – mezonlarni ochdi . $k^{\pm}$ - mezonlar massasi $966 m_e$ ga teng . YAshash vakti $1,2 \cdot 10^{-8}$ sek.

Zaryadlangan k – mezonlardan tashkari ikki xil neytral k – mezonlar mavjud . Ularni massasi $974 m_e$ ga teng k_1^0 yashash vakti $0,9 \cdot 10^{-10}$ sek va ikkita π - mezonga parchalanadi . Bunday kaonlar kiska vakt yashaydi . k_2^0 ni yashash vakti $5,4 \cdot 10^{-8}$ sek va u uchta pionga parchalanadi va uzok vakt yashaydi . Ularni massalaridagi fark .

$$\Delta m = (1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ } \text{ } B$$

Umuman elementar zarralarni ikki sinfga ajratish mumkin – fermionlar –yarim spinli zarrachalar va bazonlar – butun spinli (shuningdek nol spinli zarrachalar) Fermionlar Fermi-Dirak statistikasiga, bazonlar Boze-Eynshteyn statistikasiga buysunadilar.

Elementar zarrachalarni kuyidagi 4 ta guruxga ajratish mumkin.

A) fotonlar- elektromagnit maydonni γ -kvanti tinchlikdagi massasi va nolga teng, spini $\hbar$ ga teng.

B) leptonlar $-1/2 \hbar$ spinli bir-biri bilan va boshka zarralar bilan kuchsiz ta'sirlashadi.

Bu guruxga $e^{-}, \mu^{-}, \nu_e, \nu_{\mu}$ va antizarralar $e^{+}, \mu^{+}, \tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_{\mu}$

kiradi.

V) mezonlar- nostabil, spinsiz zarrachalar, elektron va protonlar massalari orasidagi masa kiymatiga ega va bir-biri va bizonlar bilan kuchli ta'sirlashadi. Uchta gurux mezonlar bor: π –mezonlar (π^{+}, π^{-}, π^0) , k-mezonlar ($k^{+}, k^{-}, k^0, \acute{k}$) va η -mezonlar.

G) barionlar $-1/2 \hbar$ spinli, kuchli uzaro ta'sirlashuvchi, projok massasiga teng va undan katta massali.

Barionlarga nuklon va antinuklonlar (p, n,) giperonlar va antigiperonlar kiradi.

Nuklonlar odatda N, giperonlar-Y bilan belgilanadi. Xozirda kuchli uzaro ta'sirlashuvchi va v) bilan g) guruxga kiruvchi zarrachalar adronlar deb nomlana boshlaydi. Xar bir elementar zarracha massa –m, elektr zaryad –Q, spini S, yashyash vakti $-\tau$ bilan bir katorda lepton zaryadi –L , barion zaryad $-n_0$, izotopik spin, galatilik –S degan kvant sonlari bilan xarakterlana boshlaydi.

Yadro o'zaro tasirlarining kuchli elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sir ko'rinishlari bor. Kuchli o'zaro ta'sir nuklonlar orasida, mezonlar xosil bo'lishida namoyon bo'ladi. Kuchli o'zaro ta'sir zaryadlarga bog'liq bo'lmaydi. U qisqa vaqtli tasir bo'lib $\approx 10^{-15}$ m dan kichik masofalarda mavjuddir. Masalan yadrodagi nuklonlar o'zaro ta'siri nuklonlar zaryadiga bog'liq emas. Lekin yadrodagi zaryadlangan zarrachalar orasidagi elektromagnit o'zaro ta'sir netral va zaryadlangan zarrachalar massalari xar xil bo'lishiga olib keladi. Kuchli ta'sir ko'p sonli yadro reaksiyalarining ro'y berishiga va kata energiyali zarrachalar to'qnashganda π va k mezonlarni vujudga kelishga olib keladi. Yadro ta'sir jarayonlari juda kichik vaqtda (10^{-24} s) yuz beradi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir esa yadrodagi protonlarning o'zaro ta'sirlarini, electron-pozitron juftlari hosil bo'lishi anniglyasiyalanishi kabi prosesslarni xarakterlaydi. Elektromagnit o'zaro ta'sir kuchli kuchli ta'sir kuchidan -137 marta kichikdir.

Kuchsiz elektromagnit o'zaro ta'sir esa ko'pincha myonlarning yadrolar bilan o'zaro ta'siri paytida, yadrodan chiqayotgan emirilish prosessi paytida, namoyon bo'lib bu o'zaro ta'sir kuchi kuchli ta'sir kuchidan 10^{10} marta kichik. Kuchsiz prosesslar $10^{-8} \div 10^{-10}$ vaqt oralig'ida kichadi va kuchsiz ta'sir radiusi juda kichik bo'lib, hozirgacha o'lchanmagan, lekin kuchli ta'sir doirasidan bir necha ming marta kichik bo'lib, $\approx 10^{-17}$ m deb taxmin qilinadi.

Yuqorida keltirilgan o'zaro ta'sirlar yordamida ekspeimental va nazariy yadro fizikasida uchraydigan ko'pgina effektlar tushuntiriladi.

Savol va topshiriqlar

1. Yadro fizikasi atom yadrosining strukturasi.
2. Pauli gipotezasi
3. Elementar zarrachalar dunyosi
4. Yadroning spini, magnit va elektr momentlar.
5. Radioaktiv parchalanishlar
6. Tabiiy radioaktiv izotoplar
7. Yadro reaksiyalari.
8. Endotermik reaksiyalar haqida
9. Birinchi elementar zarralar
10. Zarracha va antizarrachani asosiy xususiyati

11. Antizarracha haqida
12. Yadro o`zaro tasirlarining kuchli va kuchsiz elektromagnit ta`sirlari
13. Nuklonlar
14. Yadrodagi protonlarning o`zaro ta`sirlashuvi

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Gorizontga qiyalatib otilgan jismning uchish uzoqligi quyidagi qaysi formula orqali ifodalanadi?

A) $S_0 = \frac{g_0^2 \sin 2\alpha}{g}$

B) $S_0 = \frac{g_0 \sin \alpha}{g}$

C) $S_0 = \frac{g_0^2 \cos 2\alpha}{2g}$

D) $S_0 = \frac{g_0^2 \sin \alpha}{g}$

2. Birlik vaqt davomidagi aylanishlar soniga -----?

A) aylanish chastotasi

B) aylanish

C) aylanish davri

D) Siklik chastota

3. Diffuziya - ...

A) ionlarning issiqlik harakati tufayli moddalarning konsentratsiyasi katta joydan konsentratsiyasi kichik joyga o'z-o'zidan ko'chishidir

B) molekullarning tashki ta'sir tufayli moddalarning konsentratsiyasi katta joydan konsentratsiyasi kichik joyga o'z-o'zidan ko'chishidir

C) molekullarning issiqlik harakati tufayli moddalarning konsentratsiyasi katta joydan konsentratsiyasi kichik joyga o'z-o'zidan ko'chishidir

D) molekullarning tashki ta'sir tufayli moddalarning konsentratsiyasi kichik joydan konsentratsiyasi katta joyga o'z-o'zidan ko'chishidir

4. $Sv = \text{const}$ nima?

A) uzluksizlik tenglamasi

B) Bernulli tenglamasi

C) Nyuton tenglamasi

D) Eynshteyn tenglamasi

5. Ionlantiruvchi nurlanishlarga kiradilar: a) radioto'lqinlar; b) ko'rinuvchi yorug'lik; v) uzun ultrabinafsha; g) rentgen va gamma nurlanish; d) neytronlar, protonlar, alfa zarralar oqimlari; e) ultratovush nurlanishi

A) Hammasi

B) v, g, d

C) a, b, v

D) a, g, d, e

6. Uzgaruvchan massali jismning xarakat tenglamasi kursating.

A) $M \frac{d\theta}{dt} = F - \mu c$

B) $dM = -\mu dt$

C) $d\vec{p} = \vec{F} dt$

D) $d\vec{p} = \vec{F} dt$

7. Konservativ kuchlarga qaysi kuchlar kiradi?

A) Ogirlik kuchi, elektrostatik kuch

B) Elektrostatik kuch

C) Ishqalanish kuchi

D) Ogirlik kuchi

8. Qattiq jismning muvozanatlik to'liq shartlarini ko'rsating

A) $I\omega = const \quad \sum_i F_i = 0 \quad \sum_i M_i = 0$

B) $\sum_i F_i = 0$

C) $\sum_i M_i = 0$

D) $I\omega = const$

9. $4,9 \cdot 10^6$ N bo'lgan poezd teplovozning tortishi to'xtagach, $4,8 \cdot 10^4$ N ishqalaishi kuchi ta'siri ostida 1 min dan keyin to'xtadi. Poezd qanday tezlik bilan harakat qilagan.

A) 11, 8 m/s

B) 5 m/s

C) 14 m/s

D) 10 m/s

10. Matematik mayatnikning tebranish amplitudasi 2 marta ortsa uning chastotasi qanday o'zgaradi ?

A) O'zgarmaydi

B) 2 marta kamayadi

C) 4 marta ortadi

D) 2 marta ortadi

11. Tekislikda harakatlanayotgan moddiy nuqtaning erkinlik darajalari soni nechta?

A) 2

B) 1

C) 3

D) 5

12. Avtomobil uz xarakati vaktini birinchi yarmida 80 km/ soat tezlik bilan, kolgan vaktida esa 40 km/coat tezlik bilan xarakatlangan Avtomobil xarakatining urtacha tezligi topilsin (km/ soat)

- A)60
- B)40
- C)10
- D)20

13.Burchak tezlanishni aniqlang

- A) $\vec{\varepsilon} = \frac{d^2 \varphi}{dt^2}$
- B) $\vec{\varepsilon} = \frac{d \varphi}{dt^2}$
- C) $\vec{\varepsilon} = \frac{d^2 \varphi}{dt}$
- D) $\vec{\varepsilon} = \frac{d \varphi}{dt}$

14.Yuqoriga tik otilgan jismning maksimal ko'tarilishi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan ?

- A) $H_{\max} = \frac{g_0^2}{2g}$
- B) $H_{\max} = \frac{g_0}{2g}$
- C) $H_{\max} = \frac{g_0^2}{2}$
- D) $H_{\max} = \frac{g_0^2}{g}$

15.Tosh gorizontol yo'nalishda 10 m/s tezlik bilan otildi otilgandan 3sek o'tgach tosh traektoriyasining egrilanish radiusini toping?

- A)305m
- B)203
- C)300
- D)315

16.Gorizontol yulda 72 km/soat tezlikda borayotgan mototsiklchi 100 m egrilik radius bilan buriladi. U burilishda yiqilib ketmaslik uchun qancha og'ishi kerak.

- A)22°
- B)20°
- C)25°
- D)30

17. D=30 sm diametrli shar suvda suzib yuribdi. Bu sharni suvga yana h=5 sm chuqurroq botirishlari uchun qancha ish bajarish kerak? SHar materialining zichligi $\rho = 500 \text{ qg/m}^3$

- A) 4,6 J
- B) 4,5 J
- C) 4,3 J
- D) 4,8 J

18. Er sirtidan qanday masofada ogirliq kuchining tezlanishi $1 \frac{M}{c^2}$ ga teng bo'ladi?

- A) 13600 qm
- B) 6400
- C) 2800
- D) 13400

19. 2 kG ogirliqdagi disk gorizonta tekislikda 4m/s tezliq bilan sirpanishsiz dumalaydi. Diskning kinetik energiyasi topilsin.

- A) 16 J
- B) 10 J
- C) 20 J
- D) 24 J

20. 56,5 sm diametrli chambarak devordagi mixga osilgan va devorga parallel tekislikda qichiq tebranma harakat qiladi. Sterjenning tebranish davri topilsin.

- A) 1,5 s
- B) 25 s
- C) 5 s
- D) 10 s

21. Agar buyoq pultidan 25 m/s tezliq bilan suyuq buyoq oqib chiqayotgan bo'lsa, qompressor buyoq pultida qanday bosim hosil qiladi? Buyoqning zichligi $0,8 \text{ g/sm}^3$ ga teng.

- A) $p = 2,5 \cdot 10^5 \text{ H/m}^2$
- B) $p = 2,4 \cdot 10^5 \text{ H/m}^2$
- C) $p = 3,5 \cdot 10^5 \text{ H/m}^2$
- D) $p = 4,5 \cdot 10^5 \text{ H/m}^2$

22. Erdan oyga olib borilgan matematik mayatniqning tebranish davri qanday o'zgaradi?

- A) 2,46 marta ortadi
- B) 3,2 marta ortadi
- C) 2,46 marta qamayadi
- D) 4,92 marta ortad

23. 50 T massali poezd tormozlanganda tekis sekinlanuvchan harakat qilib, 1 min davomida tezligini 40 km/soat dan 28 qm/soat gacha kamaytirgan. Tormozlash kuchi topilsin.

A) $F = 2,77 \cdot 10^4 H$

B) $F = 1,9 \cdot 10^4 H$

C) $F = 2,77 \cdot 10^5 H$

D) $F = 1,7 \cdot 10^3 H$

24. Vertikal yuqoriga otilgan jism 3 sek dan keyin erga qaytib tushdi. Jismning boshlangich tezligi qanday bo'lgan? Havoning qarshiligi hisobga olinmasin.

A) $g_0 = 14,7 m/s$

B) $g_0 = 16,2 m/s$

C) $g_0 = 36 km/soat$

D) $g_0 = 18,7 m/s$

25. 5 kg massali miltiqdan $5 \cdot 10^{-3}$ kg massali o'q 600 m/s tezliq bilan otilib chiqadi. Miltiqning orqaga tepish tezligi topilsin

A) $g = 0,6 m/s$

B) $g = 1,2 m/s$

C) $g = 0,8 m/s$

D) $g = 0,4 m/s$

26. Qo'zgalmas o'q atrofida aylanayotgan jism impuls momentining saqlanish qonunini ifodalovchi tenglikni ko'rsating.

A) $I\omega = const$

B) $I\varepsilon = const$

C) $\sum_i m_i g_i = const$

D) $m_1 g_1 + m_2 g_2 = m_1 g_1' + m_2 g_2'$

27. Qattiq jism inertsia markazining harakat tenglamasini toping.

A) $m \frac{dg_c}{dt} = F_T$

B) $m \frac{d\omega}{dt} = \vec{F}_T$

C) $\sum_i m_i g_i^2 = \vec{F}_T$

D) $M = I\omega$

28. Tovushning havoda tarqalish tezligi nimaga teng.

A) 340 m/s

B) 5600 m/s

C)1280 m/s

D)1450 m/s

29. v_0 tezlik bilan yuqoriga tik otilgan jism kinetik energiyasi qanday balandlikda potentsial energiyaga tenglashadi.

A) $\frac{g_0^2}{4g}$

B) $\frac{g_0^2}{2g}$

C) $\frac{3g_0^2}{2g}$

D) $\frac{g_0^2}{8g}$

30.Keplerning 3- qonunini ko'rsating?

A) $\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{R_1^3}{R_2^3}$

B) $\frac{T_1^3}{T_2^3} = \frac{R_2^2}{R_1^2}$

C) $\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{R_2^3}{R_1^3}$

D) $\frac{T_1}{T_2} = \frac{R_1^2}{R_2^2}$

31.Suvda suzib yurgan muzning suv ustidagi qismining xajmi 16m^3 bo'lsa, uning suv ostidagi qismining hajmi qancha (m^3)?

A)144

B)160

C)90

D)96

32.Purjinali mayatnikning tebranish amplitudasi 4 matra ortirilsa uning chastotasi qanday o'zgaradi?

A)O'zgarmaydi

B)2 marta ortadi

C)2marta kamayadi

D)4 marta oshadi

33.Gravitasion maydon masofa ortishi bilan qanday o'zgaradi?

- A)Kvadratik ravishda susayadi
- B)Kvadratik ravishda kuchayadi
- C)Chiziqli kuchayadi
- D)Chiziqli susayadi

34.Nisbiy uzayish ifodasin ko'rsating

- A) $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$
- B) $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} + l$
- C) $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} - l$
- D) $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} - 2l$

35.Kinetik energiya ifodasini ko'rsating

- A) $E_k = \int dE_k = \int_0^g m g d g = \frac{m g^2}{2}$
- B) $E_k = \int dE_k = \int_0^g m g d g = \frac{m g^3}{2}$
- C) $E_k = \int dE_k = \int_0^g m g d g = \frac{m g}{2}$
- D) $E_k = \int dE_k = \int_0^g m g d g = \frac{m g^2}{4}$

36.Kuch momenti formulasini ko'rsatin.

- A) $M = F \cdot d$
- B) $F = M \cdot d$
- C) $M = \frac{F}{d}$
- D) $F = m \cdot a$

37.Fizik mayatnikning kichik tebranishlar davrini aniqlovchi formulani ko'rsating.

- A) $T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{mg}}$
- B) $T = \frac{2\pi}{\omega}$
- C) $T = \frac{1}{\nu}$
- D) $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$

38.Quyidagi ifodalardan qaysi biri Stoks formulasi

- A) $F_{uu} = 6\pi\eta R v_0$

B) $\delta = \frac{l}{gR}$

C) $m \frac{d\vartheta}{dt} = -F$

D) $F = \eta s \frac{d\vartheta}{dt}$

39. Keltirilgan ifodalarning qaysi biri muxitning qarshilik kuchini ifodalaydi?

A) $F = -r\vartheta$

B) $F = \mu mg$

C) $F = \frac{\gamma Mm}{R^2}$

D) $F = -kx$

40. Vaznsiz ipga osilgan moddiy nuqtaning massasini ikki marta oshirsak, uning kichik tebranishlar chastotasi qanday o'zgaradi?

A) O'zgarmaydi

B) 2 marta oshadi

C) 2 marta kamayadi

D) 4 marta oshadi

41. Qaysi ifoda fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi deyiladi.

A) $L = \frac{I}{md}$

B) $L = \frac{I}{m}$

C) $L = \frac{I}{mg}$

D) $L = \frac{g}{ml}$

42. _____ Jismning biror qismi o'zidan biror tezlik bilan ajralishi tufayli qiladigan xarakat.

A) reaktiv xarakat

B) to'qnashish

C) Inersiya

D) Inertlik

43. 1 dina kuch necha Nyutonni tashkil qiladi

A) 10^{-5}

B) 10^7

C) 10^{-7}

D) 10^5

44. Termodinamikani 1 – qonuni izotermik jarayonga tadbiqu ko'rsatilgan to'g'ri javobni aniqlang.

A) $Q = A + \Delta U$

B) $Q = \Delta U$

C) $Q = A$

D) $A = -\Delta U$

45. gaz hajmini izotermik o'zgarishida bajarilgan ish

A) $A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2}$

B) $A = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{v_1}{v_2}$

C) $A = C_v(T_1 - T_2)$

D) $A = \frac{m}{\mu} T \ln \frac{p_1}{p_2}$

46. Van – der – Waals tenglamasidagi “a” tuzatma nimani xisobga oladi?

A) Molekulalar orasidagi tortishish kuchlarini

B) Molekulalar orasidagi itarishish kuchlarini

C) Molekulalarini harakatini

D) Molekulalarini massalarini

47. Karno sikli qanday jarayonlardan tuzilgan?

A) Ikkita adiabata va ikkita izoterma

B) Ikkita adiabata va ikkita izobara

C) Ikkita adiabata va ikkita izoxora

D) Ikkita izoterma va ikkita izobara

48. Ideal issiqlik mashinasini F.I.K ni ifodalovchi formulani ko'rsating

A) $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \circ 100\%$

B) $\eta = \frac{A_{\phi}}{A_s} \circ 100\%$

C) $\eta = \frac{A}{Q_1} \circ 100\%$

D) $\eta = \frac{R}{R + 2} \circ 100\%$

49. Entropiya ifodasini ko'rsating

A) $s = \int \frac{dQ}{T}$

B) $s = \int \frac{d\mu}{T}$

C) $s = pdV$

$$D) s = \int \frac{du}{T}$$

50. Molekular harakat protsesida ruy beradigan bir modda zarrachalarining boshka modda zarrachalari orasiga kirib borishi ... deyiladi.

- A) Diffuziya
- B) elektr utkazuvchanlik
- C) issiqlik utkazuvchanlik
- D) Kovushoklik

51. Mayer tenglamasiniko'rsating

- A) $C_p = C_v + R$
- B) $C_p = C_v - R$
- C) $C_p = C_v$
- D) $C_p = C_v + 2R$

52. Entropiya nimaga bog'liq? 1) erkin energiya, 2) boglangan energiya, 3) issiqlik mikdori, 4) temperatura, 5) ish

- A) 2, 4
- B) 1, 3
- C) 5, 4
- D) 2, 5

53. Moddaning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlashifodasiniko'rsating

- A) $c = \frac{Q}{m(t_2 - t_1)}$
- B) $c = \frac{1}{m(t_2 - t_1)}$
- C) $c = \frac{Q}{(t_2 - t_1)}$
- D) $c = \frac{Q}{m}$

54. Gaz molekulalarini tezliklar bo'yicha taqsimotiqaysitaqsimotiga mos kelishi bir necha bor qo'yilgan maxsus tajribalarda tasdiqlangan.

- A) Maksvell
- B) Bolsman
- C) Fermi-Dirak
- D) Boze – Enshteyn

55. Avagadro sonining qiymatini nechagateng?

- A) $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} / \text{mol}$
- B) $N_A = 6.02 \cdot 10^{20} / \text{mol}$

C) $N_A = 1,67 \cdot 10^{23} / \text{mol}$

D) $N_A = 6,02 \cdot 10^{25} / \text{mol}$

56. Gazhajmining temperaturagabog'liqo'zgarishtenglamasini ko'rsating

A) $V = V_0(1 + \alpha_v t)$

B) $V = V_0(2 + \alpha_v t)$

C) $V = V_0(1 - \alpha_v t)$

D) $V = V_0(1 + \alpha_v)$

57. Molekulalarning o'rtacha arifmetik tezligi qaysi bandda keltirilgan?

A) $\bar{v} = \sqrt{\frac{8KT}{\pi\mu}}$

B) $v = \sqrt{\frac{2KT}{\mu_0}}$

C) $v = \sqrt{\frac{8KT}{\mu}}$

D) $v = \sqrt{\frac{3KT}{\mu}}$

58. Ixtiyoriy massali gaz uchun ichki energiya ifodasini aniqlang

A) $U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT$

B) $U = \frac{i}{3} RT$

C) $U = \frac{m}{\mu} PV$

D) $U = \frac{i}{3} \nu RT$

59. Real gazlar uchun xolat (Van-der-Vaals) tenglamasini ko'rsating

A) $\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - B) = RT$

B) $\left(P - \frac{a}{V_0}\right)(V_0 - b) = RT$

C) $\left(P + \frac{a}{V_0}\right)(V_0^2 - b^2) = RT$

D) $\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V_0 - b) = RT$

60. O'rtacha arifmetik tezlik ifodasini belgilang

$$A) v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi m}}$$

$$B) v = \sqrt{\frac{3RT}{m}}$$

$$C) v = \sqrt{\frac{3KT}{m}}$$

$$D) v = \sqrt{\frac{8RT}{\mu}}$$

61. Puasson tenglamasini ko'rsating

$$A) pv^n = const$$

$$B) pv^{\frac{1}{n}} = const$$

$$C) pv = const$$

$$D) pv = RT$$

62. Qaysi jarayonda molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi o'zgarmaydi?

A) Izotermik

B) Izobarik

C) Izoxorik

D) Adiabatik

63. Kritik temperatura nima?

A) Bug zichligi suyuqlik zichligidan katta bulla boshlaydigan temperatura

B) Gazni (bugni) sikish yo'li bilan suyuqlikka aylantirib bulmaydigan eng past temperatura

C) Buglanish temperaturasi

D) Qaynash temperaturasi

64. Gaz bosimi qanday hosil bo'ladi

A) Gaz molekulalarini ideal devorlari bilan urilishlari natijasida

B) Gaz molekulalarini bir- biriga urilishlari natijasida

C) Gaz molekulalarini uzaro itarilishlari natijasida

D) Gaz molekulalarini uzaro tortishishlari natijasida

65. Broun harakati deb

A) Suyuklik yonigacha tushirilgan qattiq jism zarrachalarini tartibsiz harakatiga aytiladi

B) Gaz molekulalarini tartibsiz harakatiga

C) Suyuklik molekulalarini tartibsiz harakati

D) Suyuklik va gaz molekulalarini tartibsiz harakati

66. Gaz bosimi qanday hosil bo'ladi

- A)Gaz molekularini ideal devorlari bilan urilishlari natijasida
- B)Gaz molekularini bir- biriga urilishlari natijasida
- C)Gaz molekularini uzaro itarilishlari natijasida
- D)Gaz molekularini uzaro tortishishlari natijasida

67.Moddaning issiqlik sig'imi deb

- A)Temperaturani 1 K ga o'zgartirish uchun jismga berish yoki undan olish kerak bo'lgan issiqlik miqdoriga aytiladi
- B)Temperaturani 1 K ga o'zgartirish uchun 1 kg massali jismga berish yoki undan olish kerak bo'lgan issiqlik miqdoriga aytiladi
- C)Bir jism ikkinchisiga mexnatida yoki nuralanishda uzatiladigan energiyaga aytiladi
- D)Yuqori temperaturali jismdan past temperaturali jismga ish bajarish yo'li bilan uzatiladigan energiya

68.Termodinamikani 1 – qonuni izotermik jaraonga tadbiqu ko'rsatilgan to'gri javobni aniqlang.

- A) $Q = A$
- B) $A = -\Delta U$
- C) $A = A + \Delta U$
- D) $Q = \Delta U$

69.Ideal gaz hajmini izotermik o'zgarishida bajarilgan ish

- A) $A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2}$
- B) $A = \frac{m}{\mu} T \ln \frac{p_1}{p_2}$
- C) $A = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{v_1}{v_2}$
- D) $A = C_v(T_1 - T_2)$

70)Politropik jarayon tenglamasini ko'rsating

- A) $PV^n = const$
- B) $PV^\gamma = const$
- C) $\frac{V}{T} = const$
- D) $\left(\frac{\rho}{T}\right)^\gamma = const$

71.Politropik jarayon tenglamasini ko'rsating

- A) $PV^n = const$
- B) $PV^\gamma = const$
- C) $\frac{V}{T} = const$

$$D) \left(\frac{\rho}{T} \right)^{\gamma} = \text{const}$$

72. Ichki ishqalanish hodisasi deb qanday hodisaga aytiladi?

- A) Tezligi katta bo'lgan qatlamdan tezligi kichik bo'lgan qatlamga impulsni uzatilishi
- B) Bir-biriga tegib turgan moddalarni kontsentratsiyalar farqi tufayli siljishi
- C) Gazni yuqori temperaturali qismidan past temperaturali qismiga qarab issiqlik oqimining hosil bo'lishi
- D) Suyuklikning yuqori temperaturali qismidan past temperaturali qismiga qarab issiqlik oqimining hosil bo'lishi

73. Van – der – Waals tenglamasidagi “b” tuzatma nimani hisobga oladi?

- A) Molekulalar orasidagi itarishish kuchlarini
- B) Molekulalar orasidagi tortishish kuchlarini
- C) Molekularini harakatini
- D) Molekularini massalarini

74. Van – der – Waals tenglamasidagi “a” tuzatma nimani hisobga oladi?

- A) Molekulalar orasidagi tortishish kuchlarini
- B) Molekulalar orasidagi itarishish kuchlarini
- C) Molekularini harakatini
- D) Molekularini massalarini

75. Kritik temperatura deb qanday temperaturaga aytiladi?

- A) Van – der – Waals tenglamasini ildizlari karrali bo'lib qoladigan temperatura
- B) Moddalarning turli holatlari orasidagi temperatura
- C) $T_k = \frac{8}{27Rb}$ formula bilan aniqlanadigan temperatura
- D) $T_k = \frac{8}{27b}$ formula bilan aniqlanadigan temperatura

76. Termodinamik muvozanat holati deb qanday holatga aytiladi.

- A) Har qanday molekular sistemaning unga tashqi kuchlar ta'sir qilmaganda o'tadigan holatidir
- B) Sistemaning holatini belgilovchi makroskopik kattaliklar o'zgaruvchan bo'ladi
- C) Har qanday molekular sistemaning unga tashqi kuchlar ta'sir qilganda utamaydigan holati
- D) Har qanday molekular sistemaning unga tashqi kuchlar ta'sir qilmagandagi holati

77. Karno sikli qanday jarayonlardan tuzilgan?

- A) Ikkita adiabat va ikkita izoterma
- B) Ikkita adiabat va ikkita izobara
- C) Ikkita adiabat va ikkita izoxora
- D) Ikkita izoterma va ikkita izobara

78. Ideal issiqlik mashinasini F.I.K ni ifodalovchi formulani ko'rsating.

$$A) \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \circ 100\%$$

$$B) \eta = \frac{A_{\phi}}{A_s} \circ 100\%$$

$$C) \eta = \frac{R}{R + 2} \circ 100\%$$

$$D) \eta = \frac{A}{Q_1} \circ 100\%$$

79. Real gaz ichki energiyasi ifodasini ko'rsating.

$$A) U = C_v T - \frac{a}{v}$$

$$B) U = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} RT$$

$$C) U = \frac{3}{2} RT$$

$$D) U = \frac{3}{2} KT$$

80. Siqiluvchanlikni o'lchash uchun ishlatiladigan asbobni ko'rsating

A) Pezometr

B) Bolometr

C) Areometr

D) Dinamometr

81. Qovushqoqlik koeffisientini o'lchash uchun ishlatiladigan asbobni ko'rsating

A) Viskozimetr

B) Dilatometr

C) Bolometr

D) Pezometr

82. Qisman ho'llash hodisasini shartini ko'rsating

$$A) \theta < \frac{\pi}{2}$$

$$B) \theta > \frac{\pi}{2}$$

$$C) \theta = \pi$$

$$D) \theta = 0$$

83. Osmotik bosim deb qanday bosimga aytiladi?

A) Ergan moddaning gazsimon xolatida shu temperaturada va xuddi shu hajmda kursatishi mumkin bo'lgan bosimdir

B) Erituvchi yarim singdiruvchan porshenga kursatayotgan kuchi

C) Gaz molekulalarini idish devorlariga bosimi

D) Gaz molekulalarini idish tubiga beradigan bosimi

84.Joul – Tomson effekti deb qanday hodisaga aytiladi?

- A)Gazning drosellash yo'li bilan bir o'zgarmas bosimdan ikkinchi o'zgarmas bosimga adiabatik kengayishida va siqilishida gaz temperaturasi o'zgarish hodisasiga aytiladi
- B)Gazni temperaturasi adiabatik kengayish protsessii natijasida o'zgarishi
- C)Gazning drosellash yo'li bilan bir o'zgarmas bosimdan ikkinchi o'zgarmas bosimga adiabatik kengayishida gaz temperaturasi o'zgarish hodisasiga aytiladi
- D)Gazni drosellash yo'li bilan bir o'zgarmas bosimdan ikkinchi o'zgarmas bosimga adiabatik siqilishida gaz temperaturasi o'zgarish hodisasiga aytiladi

85.1°C temperatura (temperatura shkalasi) qanday tanlanadi.

- A)Muz erish temperaturasi 0°C, suv qaynash temperaturasi 100° shu temperatura intervalini 100 ga bo'lib 1 bo'lagi 1°S deb ataladi
- B)Suvning qaynash temperaturasi
- C)Muzning erish temperaturasi
- D)Suvni qotish temperaturasi

86.Absolyut temperatura shkalasi

- A)Birinchi va ikkinchi javoblar
- B)Absolyut nuktani o'z ichiga olgan shkalani, absolyut shkala deb ataladi
- C)Temperatura birligi 1°S deb qabul qilingan shkala
- D)Temperatura birligi 1 K deb qabul qilingan shkala

87.Absolyut temperatura shkalasi qanday tuziladi?

- A)Absolyut noldan suvning uchlanma nuktagacha temperatura intervalining $\frac{1}{273,16}$ bulagi 1K deb olinadi
- B)Shkalani pastki chegarasi 273 K deb olinadi
- C)Shkalani pastki chegarasi 0°C deb olinadi
- D)Temperatura birligi 1 K deb olinadi

88.Molekulalarning tezlik buyicha taksimoti (Maksvell taksimoti)ni ko'sating

- A) $f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2KT}}$
- B) $f(v_z) = \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} e^{-\frac{mv_z^2}{2KT}}$
- C) $f(v_x) = e^{-\frac{mv^2}{2KT}}$
- D) $f(v_z) = e^{-\frac{mgh}{KT}}$

89.Molekulalarning o'rtacha kvadratik tezligi formulasi qaysi bandda keltirilgan?

- A) $\overline{v^2} = \frac{3KT}{m}$

$$B) v = \sqrt{\frac{8KT}{\mu}}$$

$$C) v = \sqrt{\frac{2KT}{\mu_0}}$$

$$D) v = \sqrt{\frac{3KT}{\mu_0}}$$

90. 20°C temperaturada 750 mm. sim ust. bositda 10 g kislorod qanday hajmni egallaydi?

$$A) 7,6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$B) 7,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3$$

$$C) 5,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$D) 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

91. Sig'imi 1 g l bo'lgan ballonda $8,1 \cdot 10^6 \text{ H/m}^2$ bosim va 17°C temperaturada azot tuldirilgan. Ballonda kancha azot bor?

$$A) 1,13 \text{ kg}$$

$$B) 1,11 \text{ kg}$$

$$C) 1,1 \text{ kg}$$

$$D) 1,14 \text{ kg}$$

92. 27°C temperaturada 760 mm.sim.ust bosimli 25 l oltingugurt gazi (SO₂) ning massasi topilsing.

$$A) 0,065 \text{ kg}$$

$$B) 0,064 \text{ kg}$$

$$C) 0,06 \text{ kg}$$

$$D) 0,063 \text{ kg}$$

93. Gaz molekulalarining idish devoriga kursatadigan bosimi formulasini toping

$$A) P = \frac{2}{3} nmv^2$$

$$B) P = \frac{2}{3} mv^2$$

$$C) P = \frac{2}{3} nv^2$$

$$D) P = \frac{1}{3} mv^2$$

94. Sistema birinchi xolatdan ikkinchi xolatga utganda $V = \text{const}$ bulsa qanday jarayon deyiladi

A) Izoxorik jarayon

B) Izobarik jarayon

C) Izotermik jarayon

D) Adiabatik jarayon

95.Sistema birinchi xolatdan ikkinchi xolatga utganda $R=\text{const}$ bulsa qanday jarayon deyiladi

- A)Izobarik jarayon
- B)Izoxorik jarayon
- C)Izotermik jarayon
- B)Adiabatik jarayon

96.Sistema birinchi xolatdan ikkinchi xolatga utganda $T=\text{const}$ bulsa qanday jarayon deyiladi

- A)Izotermik jarayon
- B)Izoxorik jarayon
- C)Izobarik jarayon
- D)Adiabatik jarayon

97.Agar sistemada issiqlik almashinuvi sodir bulmasa ($Q=0$) bunga qanday sharoit deyiladi

- A)Adiabatik jarayon
- B)Izoxorik jarayon
- C)Izobarik jarayon
- D)Izotermik jarayon

98.Agar 1 xolatdan 2 xolatga utgan sistema uchun 2 xolatdan 1 xolatga utish jarayoni mavjud bo'lib atrof muhitida hech qanday o'zgarishbo'masa bu qanday jarayon deyiladi.

- A)Qaytar jarayon
- B)Qaytmas jarayon
- C)Turgun jarayon
- D)Farqsiz jarayon

99.Agar 1 xolatdan 2 xolatga o'tgan sistema uchun 2 xolatdan 1 xolatga o'tishda o'zgarish bo'lsa, bunday jarayon qanday jarayon bo'ladi.

- A)Qaytmas jarayon
- B)Qaytar jarayon
- C)Turgun jarayon
- D)Uzluksiz jarayon

100.Molekulalarning ta'sir etuvchi kuchlari va o'lchamlari hisobga olinmaydigan darajada kichik bo'ladigan gazlarga ...deyiladi

- A) Ideal gaz
- B)Real gaz
- C)Universal gaz doimiysi
- D)Inert gaz

101.To'liq zanjir uchun Om qonunining formulasini ko'rsating

$$A) I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}$$

$$B) \mathcal{E} = \frac{I}{R + r}$$

$$C) \mathcal{E} = \frac{I}{R}$$

$$D) I = \lambda U$$

102.E.YU.K xalqaro birliklar sistemasida qanday birlik bilan o'lchanadi?

A)Volt (V)

B)Veber (Vb)

C)Amper (A)

D)Farada (F)

103.Agar elektron emissiyasi issiqlik ta'sirida kuzatilsa bu emissiya ... deyiladi.

A)Termo elektron emissiya

B)Fotoelektron emissiya

C)Birlamchi elektron emissiya

D)Ikki lamchi elektron emissiya deb yuritiladi

104.Lorens kuchi formulasini toping

$$A) F = qvB \sin \alpha$$

$$B) F = \frac{I_1 I_2 l}{2\pi R}$$

$$C) F = ma$$

$$D) F = k \frac{q^2}{R^2}$$

105.Tok atrofida qanday maydon hosil bo'ladi?

A)Magnit maydon

B)Elektr maydon

C)Gravitatsion maydon

D)Maydon hosil bo'lmaydi

106.Ionli elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan eritmalar nima deyiladi?

A)Elektrolitlar

B)Ionlar

C)Elektroliz hodisasi

D)Dielektriklar

107.Induktivlik o'lchov birligini aniqlang.

A)Genri (Gn)

B)Joul (J)

C)Om

D)Amper (A)

108.p-tip yarimo'tkazgichda tokni nima tashiydi?

A)Kovaklar

B)Elektron va kovak

C)Hech qaysi

D)Elektronlar

109.Magnit maydon induksiyasi oqimi ifodasini ko'rsating?

A) $\Phi = BS \cos a$

B) $\Phi = BS \sin a$

C) $\Phi = BH \cos a$

D) $\Phi = HS \sin a$

110. $\varepsilon = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ ushbu formuladagi manfiy ishora qaysi qonunni yoki qoidani ifodalaydi?

A)Lens qoidasini

B)Amper qonunini

C)Faradey qonunini

D)Kulon qonunini

111.Dipol deb nimaga aytiladi?

A)Bir biridan L masofada joylashgan 2 ta bir xil qiymatli lekin har-xil ishorali elektroneytral zaryadlar majmuyiga

B)Bir biridan L masofada joylashgan 2 ta bir xil qiymatli zaryadlar majmuyiga

C)Bir biridan L masofada joylashgan 2 ta har-xil qiymatli bir xil ishorali zaryadlarga majmuyiga

D)Bir biridan L masofada joylashgan 2 ta bir xil massali zaryadlar majmuyiga

112.Faradey sonini aniqlang

A) $9,65 \cdot 10^4$

B) $16 \cdot 10^{-19}$

C) $4,5 \cdot 10^3$

D)8,31

113.Elektr maydon kuchlanganligi va potentsiyali orasida qanday bog'lanish bor?

A) $E = -\text{grad}U$

B) $E = \frac{d}{U}$

C) $E = \text{div}U$

D) $E = Ud$

114.Diamagnetiklar uchun magnit singdiruvchanlik kattaligi qanday sohada bo'ladi?

- A) $\mu < 1$
- B) $\mu > 1$
- C) $\mu = 0$
- D) $\mu \gg 1$

115.Paramagnetiklar uchun magnit singdiruvchanlik kattaligi qanday sohada bo'ladi?

- A) $\mu > 1$
- B) $\mu < 1$
- C) $\mu = 0$
- D) $\mu \gg 1$

116.Mehanik deformaciya natijasida qutiblanishi yuzaga keladigan dielektrik qanday nom bilan yuritiladi

- A)Piezoelektrik
- B)Segnetoelektrik
- C)Piroelektrik
- D)Antisegnetoelektrik

117.Qaysi zarra musbat elementar zaryadga ega?

- A)Proton
- B)Elektron
- C)neytron
- D) α -zarra

118.Magnitosferadagi zarralar qanday harakatlanadi?

- A)spiral bo'ylab
- B)harakatlanmaydi
- C)To'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanadi.
- D)aylana bo'ylab harakatlanadi.

119.Kichik toklarni o'lchash asbobni ko'rsating.

- A)Galvonometr
- B)Ampermetr
- C)Voltmetr
- D)Ommetr

120.Elektromagnit to'lqinlar to'lqinning qaysi turiga kiradi?

- A)ko'ndalang
- B)bo'ylama
- C)bo'ylama va ko'ndalang
- D)bo'ylama ham, ko'ndalang ham emas

121.Jismning elektr sig'imi deb nimaga aytiladi?

- A)Jismning potensialini 1V ga o'zgartirish uchun unga beriladigan yoki olinishi kerak bo'lgan zaryad miqdoriga aytiladi
- B)Jismning elektr sig'imi deb , uning zaryad miqdoriga teng bo'lga kattalikka aytiladi
- C)Jismning hajm birligidagi zaryad miqdoriga aytiladi
- D)Jismning kuchlanishi bilan zaryad orasidagi bog'lanishga aytiladi

122.Agar elektron emissiyasi issiqlik ta'sirida kuzatilsa bu emissiya

- A)Termo elektron emissiya
- B)Fotoelektron emissiya
- C)Birlamchi elektron emissiya
- D)Ikkilamchi elektron emissiya deb yuritiladi

123.Bio-Saavar Laplas qonuni nimani aniqlaydi?

- A)Tok elementining magnit maydon kuchlanganligini
- B)Magnit maydon kuchlanishini
- C)Magnit momentini
- D)Magnit maydon kuchlanganlik chiziqlarini korinishini

124.Elektroximiyaviy ekvivalent ifodasini ko'rsating.

A) $K = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{Z}$

B) $K = \frac{A}{Z}$

C) $K = \frac{A}{Z} \cdot \frac{q}{F}$

D) $K = \frac{A}{Z} \cdot \frac{m}{q}$

125.Tok atrofida qanday maydon hosil bo'ladi?

- A)Magnit maydon
- B)Elektr maydon
- C)Gravitacion maydon
- D)Maydon hosil bo'lmaydi

126.Gazlarda elektr tokini nima hosil qiladi?

- A)Ionlar va elektronlar harakati
- B)Ionlar harakati
- C)Elektronlar harakati
- D)Musbat zaryadlar harakati

127.Ionli elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan eritmalar nima deyiladi?

- A)Elektrolitlar
- B)Ionlar
- C)Elektroliz hodisasi

D)Dielektriklar

128.p-tip yarimo'tkazgichda tokni nima tashiydi?

A)Kovaklar

B)Hech qaysi

C)Elektronlar

D)Elektron va kovak

129.Kirxgofning –birinchi qoidasini aniqlang.

A)O'tkazgich tuguniga kelayotgan toklar bilan tugundan chiqib ketayotgan toklarning yig'indisi nolga teng

B)O'tkazgich tuguniga kelayotgan toklar bilan tugundan chiqib ketayotgan toklarning yig'indisi nolga teng emas

C)Berk zanjirdagi hamma elementlardagi kuchlanishlar yig'indisi shu zanjirdagi EYuK-larning yig'indisiga teng

D)Berk zanjirdagi hamma elementlardagi kuchlanishlar yig'indisi shu zanjirdagi toklar yig'indisiga teng

130. $\varepsilon = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ ushbu formuladagi manfiy ishora qaysi qonunni yoki qoidani ifodalaydi?

A)Lens qoidasini

B) Amper qonunini

C)Faradey qonunini

D)Kulon qonunini

131.Yorug'lik manba turlari.

A)tabiiy, suniy;

B)oq, suniy;

C)oq, tabiiy;

D)sariq, qizil;

132.Yorug'lik energiyasini qabul qiluvchi asboblari

A)ko'z, fotoelementlar;

B)quloq, ko'z;

C)fotoapparat, ko'zgu;

D)quloq, fotoapparat;

133.Yorug'lik oqimi bu– ...

A)birlik yuzadan birlik vaqtda o'tuvchi yorug'lik energiyasi

B)birlik yuzadan o'tuvchi yorug'lik energiyasi;

C)birlik yuzadan chiquvchi ravshanlik;

D)birlik yuzadan o'tuvchi ravshanlik;

134.Yorug'lik kuchi bu– ...

A)fazoviy burchakdan o'tuvchi yorug'lik oqimi

- B) birlik yuzadan o'tuvchi yorug'lik oqimi;
- C) birlik sirtidan o'tuvchi yorug'lik oqimi;
- D) katta fazoviy burchakdan o'tuvchi yorug'lik oqimi;

135. Ravshanlik bu– ...

- A) birlik yuzadan chiquvchi yorug'lik oqimi;
- B) birlik yuzaga tushuvchi yorug'lik oqimi;
- C) birlik yuzadan o'tuvchi yorug'lik oqimi
- D) birlik sirtidan o'tuvchi yorug'lik oqimi

136. Yoritilganlik bu– ...

- A) birlik yuzaga tushuvchi yorug'lik oqimi;
- B) birlik fazoviy burchakdan o'tuvchi yorug'lik oqimi
- C) birlik fazoviy burchakka tushuvchi yorug'lik oqimi;
- D) birlik yuzadan chiquvchi yorug'lik oqimi;

137. Nur bu– ...

- A) yorug'lik energiyasining to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi
- B) yorug'lik keng dastasining to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi;
- C) yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi
- D) yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab ko'chishi;

138. Qaytish qonunini toping

- A) tushish nuqtasiga o'tkazilgan tik, tushgan va qaytgan nurlar bitta tekislikda yotadi, qaytgan burchak tushgan burchakka teng
- B) qaytish burchagi tushgan burchakka teng;
- C) tushish burchagi qaytgan burchakka teng;
- D) tushgan nur va tushish nuqtasiga o'tkazilgan tik bitta tekislikda yotadi;

139. Sinish qonuni toping

- A) tushish nuqtasiga o'tkazilgan tik, tushgan va singan nurlar bitta tekislikda yotadi. Tushish burchagining sinusini sinish burchak sinusiga nisbati muxitning nisbiy sindirish ko'rsatkichiga teng
- B) nurning sinish burchagi tushish burchagiga teng
- C) nurning sinish burchagi tushish burchagidan katta
- D) nurning sinish burchagi tushish burchagidan kichik

140. Linzaning turlari va ko'rinishlari necha xil bo'ladi?

- A) 2 xil, 6 xil
- B) 3 xil, 2 xil
- C) 4 xil, 3 xil
- D) 5 xil, 4 xil

141. Linzaning bosh optik o'qi qanday aniqlanadi?

- A) sfera markazlaridan o'tuvchi to'g'ri chiziq
- B) linzaning o'rtasidan o'tuvchi to'g'ri chiziq

C)linzani ikkiga bo'luvchi to'g'ri chiziq

D)linzaning ixtiyoriy nuqtasidan o'tuvchi to'g'ri chiziq

142.Muxitda elektromagnit to'lqinning tezligi qaysi formula orqali aniqlanadi?

A) $v = \frac{c}{n}$

B) $c = \frac{v}{n}$

C) $v = \frac{c}{\rho}$

D) $v = \frac{c}{\varepsilon\mu}$

143.Elektromagnit to'lqin energiyasi (Umov-Poynting vektori)

A) $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}\vec{H}]$

B) $\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}]$

C) $\vec{S} = EH$

D) $S = E^2$

144.Malyus qonuni ifodasini ko'rsating

A) $I = I_0 \cos^2 \alpha$

B) $I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha$

C) $I = I_0 \cos \alpha$

D) $I = I_0 \sin^2 \alpha$

145.Bryuster qonuni ifodasini ko'rsating

A) $tg\alpha = n$

B) $tg\alpha = \frac{1}{n}$

C) $\frac{1}{tg\alpha} = n$

D) $\cos \alpha = n$

146.Nyuton halqasini interferensiya maksimumida halqa radiusi ifodasini ko'rsating (qaytgan to'lqin uchun).

A) $\rho_m = \sqrt{R\lambda \left(m - \frac{1}{2}\right)}$

B) $\rho_m = \sqrt{R\lambda m}$

C) $\rho_m = \sqrt{R\lambda n}$

D) $\rho_m^2 = Rm \frac{\lambda}{2}$

147.Nyuton halqasini interferensiya maksimumida halqa radiusi ifodasini ko'rsating (o'tgan to'lqin uchun).

A) $\rho_m = \sqrt{R\lambda m}$

B) $\rho_m = \sqrt{R\lambda\left(m - \frac{1}{2}\right)}$

C) $\rho_m = Rm \frac{\lambda}{2}$

D) $\rho_m = \sqrt{Rm \frac{\lambda}{2}}$

148.Yorug'lik tirqishlardan o'tganda qanday hodisa ro'y beradi?

A)difraksiya

B)interferensiya

C)yutiladi

D)sochiladi

149.Bitta tirqish nechta maksimumda hosil qiladi?

A)bitta

B)ikkita

C)hosil bo'lmaydi

D)ko'p

150.Yorug'likning nur tushunchasi qanday tushuncha sanaladi?

A)abstrakt

B)real

C)fizik

D)matematik

151.Lupa tasvir hosil qilishga yordam beradi.

A)mavhum to'qri kattalashgan

B) haqiqiy teskari kattalashgan

C)mavhum teskari kattalashgan

D)haqiqiy to'qri kattalashgan

152.Absolyut qora jism - ...

A)barcha chastotalar uchun yutilish ko'effitsienti birga teng bo'lgan jismlar

B)ayrim chastotalar uchun yutilish ko'effitsienti birga teng bo'lgan jismlar

C)barcha chastotalar uchun yutilish ko'effitsienti birdan kichik bo'lgan jismlar

D)ayrim chastotalar uchun yutilish ko'effitsienti birdan katta bo'lgan jismlar

153.Interferentsiya - bu kogerent to'lqinlarning ustma-ust tushishi natijasida to'lqinlarning: 1) kuchayishi, 2) susayishi, 3) o'zgarmasligi, 4) sunishi, 5) ortda kolishi

A)1,2

B)3

C)4, 5

D)2, 4

154.Lazer nurlanishining xossalari kursating: 1) kogerentlik, 2) monoxromatiklik, 3) aniq yo`nalishga ega, 4) izotrop, 5) qutblangan

A)1, 2, 3,5

B)2, 4, 5

C)1, 2, 3, 5

D)1, 2

155. Moddaning sindirish kursatkichi deb nimaga aytiladi?

A)vakuumdagi yoruglik tarqalish tezligining, shu moddada tarqalish tezligiga nisbatiga

B)moddada yoruglik tarqalishi tezligining vakuumda tarqalish tezligiga nisbatiga

C)yoruglikning ma'lum bir burchak ostida sinishiga

D)yoruglikning ma'lum bir burchak ostida utishiga

156.Bir xil temperaturada energetik yorituvchanlik spektral zichligining monoxromatik yutilish koeffitsientiga nisbati istalgan jismlar uchun, shular katorida absolyut qora jism uchun ham bir xildir. Bu kimning qonuni?

A)Kirxgof

B)Stefan-Boltsman

C)Vin

D)Plank

157.Biror muxitda elektromagnit to`lqini tarqalganda uning nimasi o`zgaradi?

A)chastotasi

B)davri

C)to`lqin uzunligi

D)to`g`ri javob yo`q

158.Anomal dispersiya ...

A)to`lqin uzunligi oshishi bilan muxit sindirish ko`rsatkichi o`zgarmaydi

B)to`lqin uzunligi oshishi bilan muxit sindirish ko`rsatkichining oshishi

C)to`lqin uzunligi oshishi bilan muxit sindirish ko`rsatkichining kamayishi

D)to`lqin uzunligi oshishi bilan muxit sindirish ko`rsatkichining kamayishi va oshishi

159.Normal dispersiya

A)to`lqin uzunligi oshishi bilan muxit sindirish ko`rsatkichi o`zgarmaydi

B)to`lqin uzunligi oshishi bilan muxit sindirish ko`rsatkichining oshishi

C)to`lqin uzunligi oshishi bilan muxit sindirish ko`rsatkichining kamayishi

D)jismni tashkil etgan atomlar chastotasi va undan o`tayotgan yorug`lik chastotasi farq qilganda

160. $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlarining fazosi qanday o`zgaradi?

A)bir xil

- B)har xil
- C)qarama – qarshi
- D)muxit zichligi

161.Yorug`lik tirqishlardan o`tganda qanday hodisa ro`y beradi?

- A)sochiladi
- B)yutiladi
- C)interferentsiya
- D)difraktsiya

162.Izotop deb ...bo`lgan yadrolarga aytiladi

- A)protonlar soni bir xil
- B)massa sonlari bir-biriga teng
- C)yadroddagi neytronlar soni bir-biriga teng
- D)yadroddagi protonlar soni har xil

163.Quyidagilardan qaysi birlari izotopga tegishli:

- A) $_{10}^{20}\text{Ne}$, $_{10}^{21}\text{Ne}$, $_{10}^{22}\text{Ne}$
- B) $_{7}^{14}\text{N}$, $_{9}^{16}\text{O}$, $_{19}^{19}\text{F}$
- C) $_{25}^{55}\text{Mn}$, $_{26}^{56}\text{Mn}$, $_{36}^{56}\text{Fe}$
- D) $_{4}^{8}\text{Be}$, $_{9}^{11}\text{Be}$, $_{6}^{12}\text{C}$

164.Izobarlar deb qanday atomlarga aytiladi?

- A)yadrolardagi nuklonlar soni bir-biriga teng bo`ladi
- B)yadrolardagi protonlar soni bir-biriga teng bo`ladi
- C)yadrolardagi neytronlar soni bir-biriga teng bo`ladi
- D)yadrolargi protonlar va neytronlar soni bir-biriga teng bo`lad

165.Quyida berilgan atomlar to`plamlari ichidan izobarga tegishlisini aniqlansin

- A) $_{6}^{16}\text{C}$; $_{7}^{16}\text{N}$; $_{8}^{16}\text{O}$;
- B) $_{2}^{3}\text{He}$, $_{3}^{5}\text{Li}$, $_{4}^{6}\text{Be}$
- C) $_{2}^{4}\text{He}$, $_{3}^{6}\text{Li}$, $_{5}^{9}\text{B}$, $_{6}^{12}\text{C}$
- D) $_{7}^{12}\text{N}$, $_{6}^{13}\text{C}$, $_{8}^{17}\text{O}$

166.Nuklonlar lepton zaryadi nimaga teng?

- A)0
- B)+1
- C)-1
- D) ± 1

167.Leptonlarning barion zaryadi nimaga teng?

- A)0
- B)-2
- C)21

D) + 2

168. Proton g'alatiliqi nimaga teng?

A) 0

B) + 1

C) - 1

D) $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ KJ}$

169. Proton va neytronlar orasidagi yadro kuchlari quyidagi virtual zarra orqali amalga oshiriladi

A) Pion

B) Foton

C) Glyuon

D) Graviton

170. Litiy atomi 3 ta elektrondan, 3 ta protondan va 4 ta neytrondan tashkil topgan. Atom massa soni quyidagiga teng:

A) 7

B) 4

C) 6

D) 10

171. radioaktiv parchalanish ... qonunga bo'ysunadi.

A) Statistika

B) mexanika

C) ximiya

D) geometriya

172. Rezerford tajribasida qanday zarralar oqimidan foydalanilgan?

A) alfa-zarralar

B) elektron

C) azot ioni

D) kislorod ioni

173. Atomning o'lchami qanday?

A) 10^{-8} cm

B) 10^{-5} cm

C) 10^{-15} cm

D) 10^{-4} cm

174. Atomda statsionar holatlar mavjudligini kim tomonidan tajribada isbotlandi?

A) Frank-Gers, 1913 y

B) Eynshteyn, 1914 y

C) Bor, 1913 y

D)Mozli, 1912 y

175.Vodorod atomining ionizatsion potentsiali nechaga teng

A)13,6 eV

B)14,2 eV

C)9,5 eV

D)12,5 eV

176.Bor birinchi radiusi nechaga teng?

A) $0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

B) $0,327 \cdot 10^{-17} \text{ m}$

C) $0,024 \cdot 10^{-16} \text{ m}$

D) $5,29 \cdot 10^{-19} \text{ m}$

177.1m.a.b. (massa atom birligi) quyidagiga teng:

A) $1,66056 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

B) $1,66056 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$

C) $5,6 \cdot 10^{-16} \text{ kg}$

D) $0,56 \cdot 10^{-19} \text{ kg}$

178.Kompton effekti bu ...

A)fotonlarning erkin elektronida sochilishi

B)Elektronlarning atomlarda sochilishi

C)Fotonlarning yadroda sochilishi

D)Foton va elektronlarning bir vaqtda yadroda sochilishi

179.Mikroolamda zarrachaning traektoriyasi nima?

A)traektoriya tushunchasi yo'q

B)zarrachaning bosib o'tgan yo'li

C)zarrachaning fotoplastinkadagi izi

D)Zarra to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanadi

180.Magnit momentining kvanti nima?

A)Bor magnetoni

B)kvark

C)foton

D)magnon

181.Mikroolam bir vaqtda qanday hususiyatlarga ega?

A)To'lqin va zarra

B)zarra va modda

C)elektromagnit va gravitsion to'lqin

D)uzluksizlik va superpozitsiya

182. $\omega = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$, $n = 3, 4, 5, \dots$ ifoda qaysi nurlanish seriyasini ifodalaydi?

- A) Balmer seriyasi
- B) Pashen seriyasi
- C) Layman seriyasi
- D) Pfund seriyasi

183. Atomning chiziqli o'lchami qanday?

- A) 10^{-8} sm
- B) 10^{-10} sm
- C) 10^{-12} sm
- D) 10^{-15} sm

184. $\mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e c}$ formula ni ifodalaydi?

- A) Bor magnetoni
- B) Magnit momenti
- C) Mexanik momenti
- D) Giromagnit nisbat

185. Elektronni orbital harakat miqdori momenti

- A) $L = m_e \vartheta r$
- B) $L = m_e \vartheta^2 r$
- C) $L = m \frac{e\hbar}{2m_e c}$
- D) $L = m_e \vartheta r^2$

186. O'zaro miqdor jixatdan teng, ishoralari qarama-qarshi bo'lgan ikki zaryaddan iborat neytral sistema....

- A) Dipol
- B) Neytral atom
- C) Ionlashgan zarra
- D) Qutbli molekula

187. To'lqin funktsiya qanday hossalarga ega?

- A) Uzluksizlik, bir qiymatlilik, cheklilik
- B) Bir qiymatlilik
- C) Cheklilik
- Uzluksizlik

188. Bor magnitoni qiymatini ko'rsating

- A) $0,927 \times 10^{-20} \text{ erg} \cdot \text{Gs}$

- B) $6,6 \cdot 10^{-34} J \cdot s$
- C) $5,7 \cdot 10^{-8} Vt / m^2 grad^4$
- D) $2,42630 \times 10^{-10} sm$

189. Atom spektr chiziqlarining tashqi magnit maydon ta'sirida ajralishiga.....deyiladi

- A) Zeeman effekti
- B) Pashen-Bak effekti
- C) Shtark effekti
- D) fotoeffekt

190. Devisson va Jermer tajribasida nima tasdiqlandi?

- A) De-Broyl g'oyasi
- B) Bor postulatlar
- C) Atomlarda diskret energetik satxlar mavjudligi
- D) Atomlardagi spektral qonuniyatlar

UMUMIY FIZIKADAN LABORATORIYA ISHLARI

Matematik mayatnik yordamida erkin tushish tezlanishi aniqlash

Mexanika

Tebranishlar

Matematik va fizik mayatnik

Matematik mayatnik yordamida erkin tushish tezlanishi aniqlash

Tajriba maqsadi

- Mayatnik tebranish davrining mayatnik ipi uzunligiga bog'liqligini aniqlash.
- Mayatnik tebranish davrining mayatnik og'ish burchagiga bog'liqligini aniqlash.
- Matematik mayatnik yordamida erkin tushish tezlanishini aniqlash.

Kirish

Tebranish (va to'lqin) tabiatda va texnikada ko'p kuzatiladigan va yaxshi ma'lum bo'lgan hodisadir. Bu hodisani ham nazariy ham amaliy o'rganish fizikaning fundamental asoslarini tushunish va o'rganishda juda muhim hisoblanadi. Shuningdek bu tajribalar nazariy va amaliy fizika orasidagi bog'liqlikni elementar darajada tushunishga imkon beradi.

Matematik mayatnik tajribasi mexanik tebranishni modelini vaqt va uzunlikni o'lchash bilan tavsiflovchi ko'plab turli tajribalar orasida eng mashhuri hisoblanadi. Boshqa mexanik tebranishlar modelini tadqiq qilish uchun quyidagilarga murojat qiling: fizik mayatnik (ya'ni teskari mayatnik: P1.5.1.2 to P1.5.1.6), prujinali mayatnik (P1.5.2.1 yoki S-laserli harakat sensori bilan CASSY tajribalari: PCP1.5.1 dan PCP1.5.5 gacha) va aylanma tebranish (P1.5.3.1 dan P1.5.3.4 gacha) bularning bari o'rganilishi zarur bo'lgan tebranishlarning asosiy turlaridir (erkin, majburiy va vaotik tebranishlar titrash tebranishi bilan birga).

Nazariy tamoyillari

Oddiy matematik mayatnik deganda L uzunlikdagi vaznsiz ipga osilgan m massali moddiy nuqta tushuniladi. Ishqalanish kuchlarini hisobga olmagan holda moddiy nuqta harakati Nyuton qonunlari asosida nazariy ravishda quyidagicha tavsiflanishi mumkin:

$$J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + D \cdot \sin \varphi = 0 \quad (1)$$

J - mL^2 : osma chetiga nisbatan inertsia momenti

D - $m \cdot gL$ kuch momenti

g: erkin tushish tezlanishi

φ : og'ish burchagi

m: massa

Kichik burchaklar ($\sin \varphi \ll \varphi$) uchun (I) tenglama yechimi moddiy nuqta quyidagi tebranish davri bilan o'g'irlik kuchi ta'sirida tebranishini ko'rsatadi:

$$T = 2 \cdot \pi \sqrt{\frac{J}{D}} = 2 \cdot \pi \sqrt{\frac{L}{g}} \quad (2)$$

Shuning uchun mayatnik tebranish davri T va L uzunligini bilgan holda matematik mayatnikdan g erkin tushish tezlanishini aniqlash mumkin. Mayatnik tebranishi ham energiya aylanishini kuzatish mumkin bo'lgan standart namunadir. (1) tenglamani t vaqt bo'yicha integrallab energiyaning saqlanish tenglamasi ilinishi mumkin:

$$L^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + 2gL(1 - \cos \varphi) = E_{kin} + E_{pot} = E_o = const \quad (3)$$

E_{kin} : kinetik energiya E_{pot} : potensial energiya E_o : to'la energiya $\varphi = \alpha$ bo'lgan nuqtada burchak tezlik nolga tenglashadi va potensial energiya minimal qiymatga erishadi.

$$E_o = 2gL(1 - \cos \alpha) \quad (4)$$

(3) tenglamani (4) tenglama bilan almashtirsak kattaroq og'ish burchaklari uchun tebranish davrini aniqlash imkoni paydo bo'ladi:

$$\frac{T}{4} = \sqrt{\frac{J}{g} \int_0^\alpha \frac{d\varphi}{\cos \varphi - \cos \alpha}}$$

$k = \sin \alpha / 2$ deb olsak tebranish davri quyidagicha aniqlanadi

$$T = 4 \sqrt{\frac{L}{g} \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}} = 4 \sqrt{\frac{L}{g} \cdot K(k)}$$

Bu erda $K(k)$ birinchi tartibli elliptik integral. Tebranish davri uchun berilgan $K(k)$ tartibni davom ettirsak:

$$T = 2 \cdot \pi \sqrt{\frac{L}{g} \left(1 + \frac{1}{4} \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \dots \right)} \quad (5)$$

O'g'ish burchagining kichik qiymatlarida ya'ni $\varphi < 7^\circ$ bo'lsa, tebranish davri (II) tenglama natijasiga yaqin bo'ladi - bu tenglama esa m massali jismga ta'sir qiluvchi barcha kuchlarni hisobga olgan (1) tenglama.

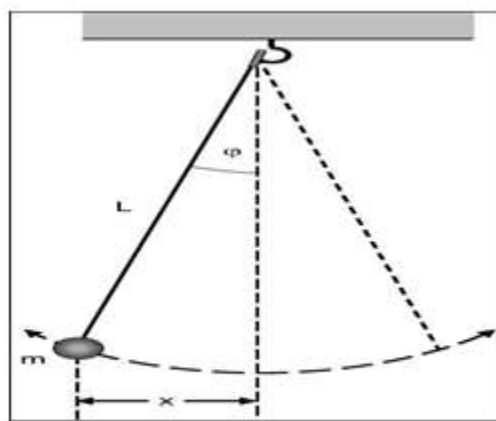
Mazkur tajriba qurilmasida po'lat sharcha po'lat simga osilgan. (Muqobil sifatida po'lat sim o'rniga leskadan foydalanish ham mumkin. O'sha mayatnik ilgakli burama mixga o'rnatilgan moslamada ishqalanishni kamaytirish uchun uchi bilan igna (ishqalanishni kamaytirish uchun) qo'yilgan Metall sharcha massasi po'lat sim massasidan ancha katta va o'sha turli ishqalanishlardan holi yoki minimallashtirganda matematik mayatnikning nazariy modelining approximationsidir. Natijalar aniqligini oshirish uchun tebranishlar sonini ham oshirish zarur. Bunday holda erkin tushish

qiymatidagi xatolik faqat mayatnik uzunligi qiymatidagi xatolikka bog'liq bo'ladi.

Asboblari va anjomlari

Osmaga osilgan sharli mayatnik.....	346	39
Po'lat o'lchash lentasi, 2 m	311	77
Stopli soat.....	313	07

Qurilma



1-rasm

Birinchidan, osma mayatnikning ilgagi shiftning bo'rtik joyiga yoki mos joyigamaxsus moslama bilan biriktirish zarur bo'ladi. Osmali mayatnikni og'ish burchagini aniqlash oson bo'lishi uchun devor yaqiniga joylashtirish tavsiya qilinadi.

1-rasm. L uzunlkdagi φ burchakka og'dirilgan matematik mayatnik tebranish davrini aniqlash qurilmasi.

Po'lat simning bir uchi ilgakli burama mixga ilinadi, bog'langan. Ikkinchi uchi esa sim uzunligi o'lchangandan keyin halqaga mahkamlanadi. Shiftda parma bilan o'rin oching va ilgakni o'rnatish. Po'lat sim o'rniga leskadan foydalanish ham mumkin. Shiftga mahkamlangan ilgaksimon burama mixga sharli ip biriktirilgan ilgasimon igna ilib qo'yiladi. Mayatnik uzunligi sharchadagi burama mixni burab keragicha moslashtirish mumkin.

Texnika xavfsizligi

Og'ish burchagini katta olish sharchaning katta amplitudada tebranishiga sababchi bo'ladi va buning natijasida sharchadan atrofdagilar zararlanishi mumkin. Tajribaning borishi

Tebranish davrini og'ish burchagi funksiyasi sifatida aniqlash. Mayatnik uzunligini 1.0 metrdan uzunroq qilib tanlang. Bir nechta burchaklar uchun 10 davrni olchang. Og'ish burchagini φ ni aniqlash uchun mayatnik tagiga x ni aniq o'lchash uchun metall o'lchagich o'rnatilgan (rasmga qarang). Og'ish burchagi quyida berilgan

trigonometrik tenglamadan aniqlanadi

$$\varphi = \arcsin \frac{X}{L} \quad (6)$$

Tebranish davrining uzunlikka bog'liqligini aniqlash

Mayatnik uzunligini 1.0 metrdan uzunroq qilib tanlang. O'lchash xatoligini kamaytirish uchun 10 tebranish davrini o'lchang. Mayatnik uzunligi L ni o'lchang. Tajribani mayatnikning uzunligini oz'gartirib takrorlang. Mayatnik uzunligini 0.8 m dan 2.0 m gacha oraliqda tanlash tavsiya qilinadi. O'lchash namunasi

a) Tebranish davrining o'g'ish burchagiga bog'liqligini aniqlash.

1-Jadval. Mayatnik uzunligi L=2.05 m bo'lganda T tebranish davrining (o'lchashda tebranishlar soni 10 dan ko'proq) og'ish masofasi (amplitudasi) va burchagiga bog'liqligi. Og'ish burchagi (6) tenglama asosida aniqlanadi

$\frac{L}{m}$	$\frac{\varphi}{^\circ \text{deg}}$	$\frac{T}{s}$
0.10	2,8	2,83
0.20	5,6	2.83
0.30	8,4	2.83
0.40	11,3	2.84
0.50	14,1	2.84
0.60	17,0	2.85
0.80	23,0	2.86
1.00	29,2	2.88
1.20	35,8	2.89
1.35	41,2	2.93
1.50	47,0	2.96
1.70	56,0	3.00

b)Tebranish davrining uzunlikka bog'liqligini o'lchash

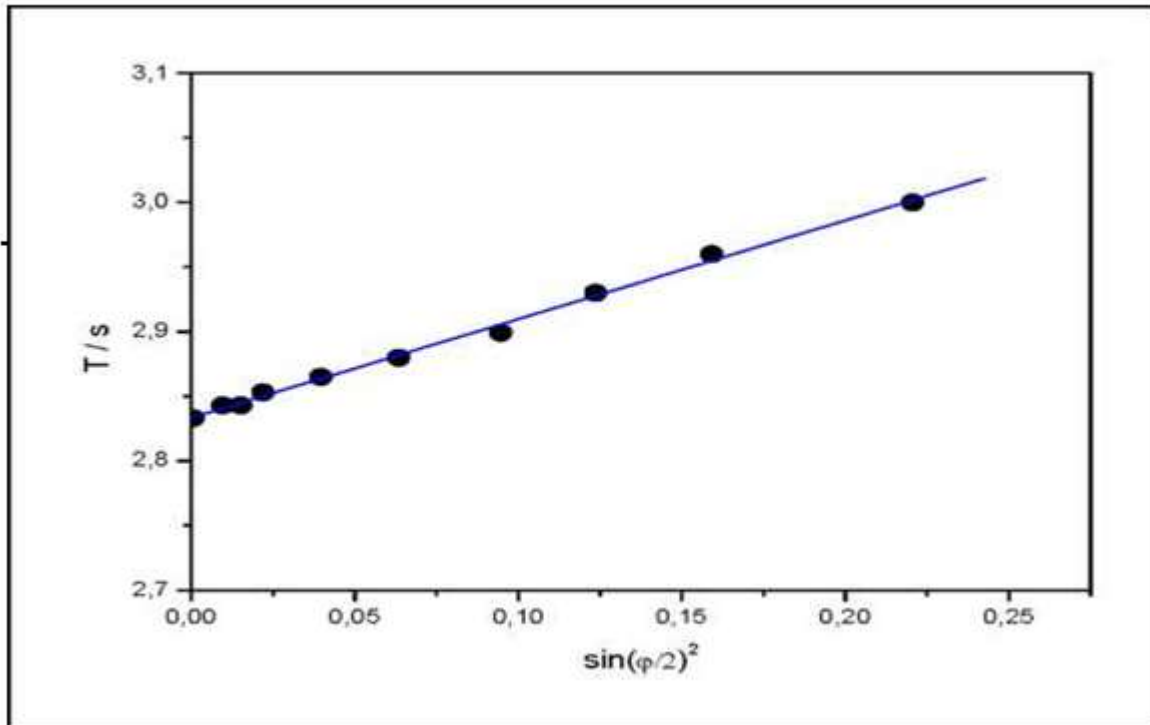
2-jadval. Tebranish davri T (o'lchash 10 tebranishda) L uzunlik funksiyasi sifatida (kichik og'ish burchaklarida).

L	T
0.80	1.77
1.00	2.10
1.25	2.24
1.50	2.44

1.75	2.66
2.05	2.84

Baholash va natijalar

2-rasm 1-jadval natijalarini akslantiradi: Tebranish davri T (V) tenglamaga asosan $\sin^2(\varphi/2)$ qiymatiga proporsionaldir.



2-rasm

2-rasm. Uzunligi $L = 2.05$ m bo'lgan mayatnikning T tebranish davrining og'ish burchagiga bog'liqligi. Bog'lanish yaqqolroq ko'rinishi uchun T qiymatining $\sin^2(\varphi/2)$ ga bog'liqligi tasvirlangan. Uzlüksiz chiziq (V) tenglama asosida olingan bog'lanishdir.

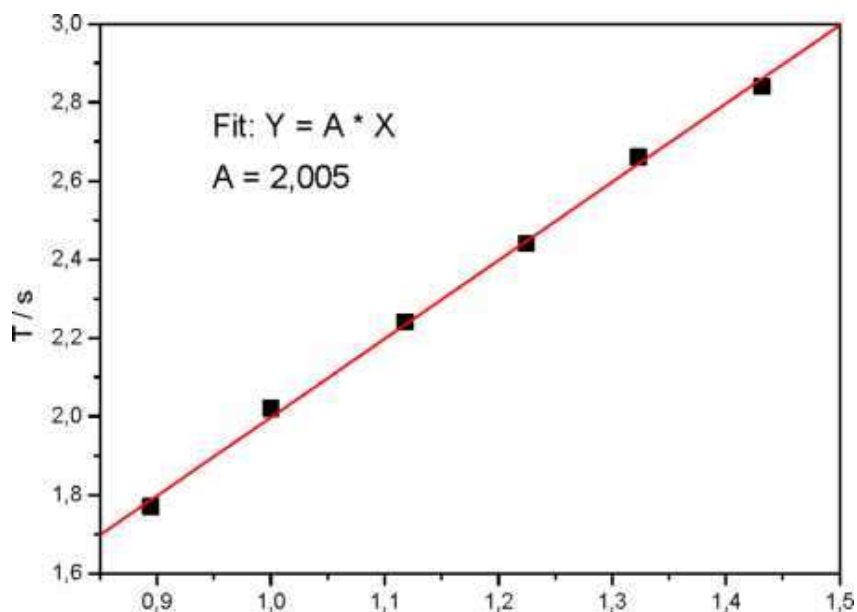
3-rasmda 2-jadvalda keltirilgan natijalar grafigi keltirilgan. Tebranish davri va mayatnik uzunligi L o'zaro quyidagicha bog'langan:

$T = \sqrt{L}$ Chiziqli bog'lanish asosida (3-rasm) aniqlangan erkin tushish tezlanishi qiymati quyidagicha: $g = 9.82 \frac{m}{s^2}$

(adabiyotlardan Germaniya uchun olingan qiymat)

3-

rasm. T tebranish davrining (kichik φ burchaklardagi) mayatnik uzunligi L ga bog'liqligi. Uzluksiz chiziq (II) tenglama asosida olingan.



Qo'shimcha ma'lumot

Matematik mayatnik tebranish davrini aniqlash bo'yicha tadqiqotlarni birinchi bo'lib Galiley olib borgan bo'lib, u tebranish davrining mayatnik massasiga bog'liq emasligini aniqladi. Buni (II) va (V) tenglamalar tasdiqlaydi. Matematik mayatnik tebranish davrining massaga bogliq emasligini ko'rsatadi.

Qattiq jismlarni chiziqli kengayish koeffitsiyentining temperaturaga bog'liqligini

Issiqlik haqida ta'limot

Termik kengayish

Qattiq jismlarning termik kengayishi

Qattiq jismlarni chiziqli kengayish koeffitsiyentining temperaturaga bog'liqligini o'lchash

Ishning maqsadi

- Latun, po'lat va shishani chiziqli kengayish koeffitsiyentlarining temperaturaga bog'liqligini o'lchash
- Latun, po'lat va shishani chiziqli kengayish koeffitsiyentlarini aniqlash.

Nazariy ma'lumotlar

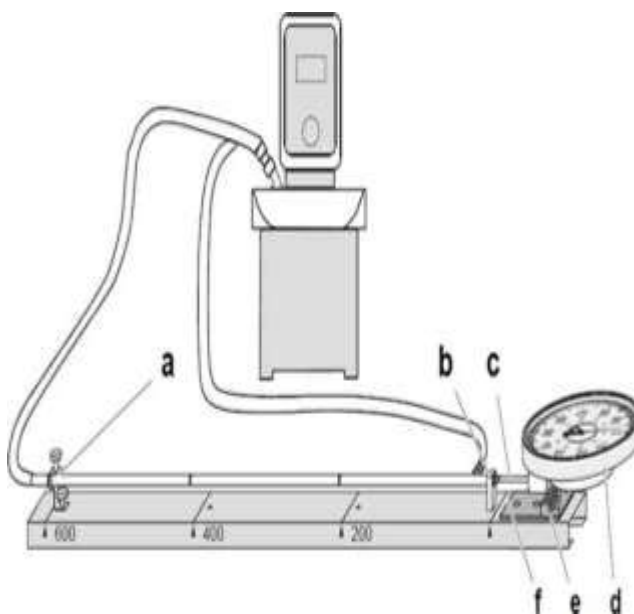
Qattiq jismning uzunligi s temperaturaga v chiziqli bog'liq:

$$s = s_0(1 + \alpha \cdot v), \quad (1)$$

bu yerda s_0 - xona temperaturasidagi uzunlik, v - $^{\circ}\text{C}$ dagi temperatura.

Qattiq jismlarning chiziqli kengayish koeffitsiyenti α , ularning materiali bilan aniqlanadi.

Mazkur ishda suvni qizdirish uchun sirkulyasion termostatdan foydalaniladi va qizigan suv turli materiallardan tayyorlangan quvurlar ichidan oqadi. Aylanma shkalasi 0,01 milimetrli shkalalar bo'linmalaridan iborat asbobdan uzunlikning o'zgarishini $\Delta s = s - s_0$ temperaturaning funksiyasi v sifatida o'lchashda foydalaniladi.



1-rasm. Quvurlarning chiziqli kengayishini temperatura funksiyasi sifatida o'lchash bo'yicha tajriba qurilmasini kengaytiruvchi apparat bilan birgalikdagi sxematik ko'rinishi.

Kerakli asboblari va ashyolar

1 Bo'ylama kengayishni o'rganish uchun asbob D	381 341
1 Siferblatli indikator, 10 mm	361 15
1 Siferblatli indikatorni tutgich	381 36
1 Termometr -10... dan +110 °C gacha	382 34 1
1 Sirkulyasion termostat +25 ...dan +100 °C gacha	666 768
1 Nasos	666 7703
1 Silikonli quvurlar, 7 mm 0...	667 194
Toza suv, 5 l	675 3410

Tajriba qurilmasi

1-rasmda tajriba qurilmasi sxematik tarzda tasvirlangan.

- Siferblatli indikatorni 381 36 **(e)** tutgichdagi vintni burang (tafsilotlar uchun kengaytiruvchi apparat instruksiyasidan 381 341 foydalaning) va siferblatli indikatorni 361 15 **(d)** o'z o'rniga o'rnatib.
 - Kengaytiruvchi apparatning qo'zg'almas tayanchini **(a)** 600 belgisiga o'rnatib va latun quvurning ochiq uchini qo'zg'almas tayanchga kiritib, bir tekis siljiting.
 - Latun quvurning yopiq uchini biriktiruvchi quvur qismini yo'naltirgichga **(b)** shunday bir tekis siljitingki qisqa quvur **(f)** pastga qarasin.
 - Latun quvurni qo'zg'almas tayanchga mustahkamlash uchun vintni burab qotiring (vint quvurdagi xalqasimon o'yiqa kirishi kerak).
 - Kengaytiruvchi qismni o'rnatib **(c)** (siferblatli indikator 361 instruksiyasining mos varag'iga qarang)
 - Sirkulyasion termostatni ishga tayyorlang va uni ulang. To'liqroq bayonnoma tafsilotlari uchun, 666 768 instruksiyaning mos varag'iga murojat qiling.
- Diqqat: Sirkulyasion termostatdan 666 768 foydalanishdan oldin uning instruksiyasini diqqat bilan o'qib chiqing.
- Sirkulyasion termostat vannasini distillangan suv bilan to'ldiring.
 - Asbobni silikonli quvurlar yordamida sirkulyasion termostatga ulang, ya'ni latun quvurning ochiq uchini va qisqa quvurni **(f)** termostat nasosining qisqa quvuriga biriktiring
 - Suv vannasining temperaturasini 9 o'lchash uchun termometrdan 382 foydalaning.

Texnika xavfsizligi

- Issiq suvning nazoratsiz chiqishini va bu bilan atrofdagilarga shikast va talofat yetishini oldini olish uchun, apparatning har bir ishlashidan oldin silikonli birikmalarni tekshiring.
- Sirkulyasion termostatdan foydalanish bo'yicha maslahatlarga amal qiling.

- Shisha trubka bilan ishlaganingizda, apparatning bayonida keltirilgan instruksiyalarga amal qiling.

Tajribani o'tkazish tartibi

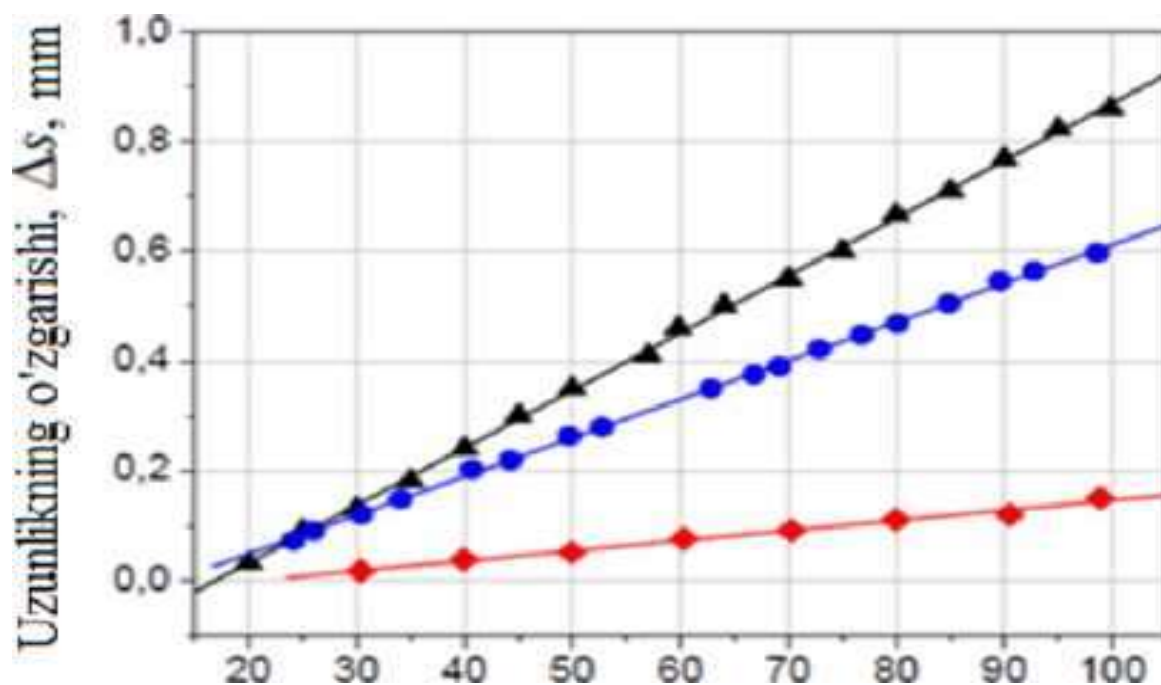
- Nolni o'rnatish uchun siferblatli indikatorning korpusini buring
- Boshlang'ich temperaturani o'lchang, ya'ni xona temperaturasini 9_0 .
- Sirkulyasion termostatni ulang va uning temperaturasini 9_0 ga nisbatan $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ ga kattaroq qilib o'rnatish.
- Toki termodinamik muvozanat o'rnatilmaguncha kuting.
- Temperaturani 9 o'lchang.
- Siferblatli indikatorning ko'rsatishini yozib oling.
- ν temperaturani taxminan $5_0\text{ }^{\circ}\text{C}$ qadam bilan $100_0\text{ }^{\circ}\text{C}$ gacha ko'taring.
- Latun quvur xona temperaturasigacha sovushiga imkon bering.
- Latun quvurni po'lat quvur bilan almashtiring va kengaytiruvchi apparatning qo'zg'almas tayanchini (**a**) 600 belgisiga o'rnatish va po'lat quvurning ochiq uchini qo'zg'almas tayanchga kiritib, bir tekis siljiting
- Shunday tajribalarni shisha trubka bilan ham bajaring. Bu holda temperatura 9 ni taxminan $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ qadam bilan ko'taring.

Tajriba namunasi

Jadval 1. Temperaturaning 9 funksiyasi sifatida uzunlikni o'lchangan o'zgarish qiymatlari $\Delta\epsilon$

Latun		Po'lat		Shisha	
$9, ^{\circ}\text{C}$	$\Delta s, \text{mm}$	$9, ^{\circ}\text{C}$	$\Delta s, \text{mm}$	$9, ^{\circ}\text{C}$	$\Delta s, \text{mm}$
20.0	0.03	24.1	0.07	30.4	0.02
25.0	0.09	26.0	0.09	39.9	0.04
30.0	0.13	30.5	0.12	49.9	0.05
35.0	0.18	34.1	0.15	60.3	0.08
40.0	0.24	40.7	0.20	70.3	0.09
45.0	0.30	44.3	0.22	79.9	0.11
50.0	0.35	49.7	0.26	90.5	0.12
57.0	0.41	52.7	0.28	98.9	0.15
59.8	0.46	62.8	0.35	-	-
64.0	0.50	66.8	0.38	-	-
70.0	0.55	69.1	0.39	-	-
75.0	0.60	72.9	0.42	-	-

80.0	0.67	76.8	0.45	-	-
85.0	0.71	80.1	0.47	-	-
90.0	0.77	84.9	0.51	-	-
95.0	0.82	89.6	0.55	-	-
99.8	0.86	92.8	0.56	-	-
-	-	98.6	0.60		



2-rasm. Temperatura t funksiyasi sifatida uzunlikning o'zgarishi Δs : latun (▲), po'lat (*) shisha (◆). Uzluksiz chiziqlar (II) tenglama bo'yicha approksimatsiyaga mos keladi.

Natijalar va ularning tahlili

Turli o'lchashlar jadval 1 da keltirigan. Chiziqli kengayish koeffitsiyentini α temperatura t funksiyasi sifatida aniqlash uchun uzunlikning o'zgarishini Δs o'lchash asosida grafik tuzilgan (2-rasmga qarang) Xona temperaturasida aniqlangan boshlang'ich uzunlikni so tenglamaning (I) ikki tomonidan ham ayirib, uzunlikning o'zgarishi $\Delta \epsilon$ uchun quyidagini olish mumkin

$$s - s_0 = s_0 \cdot \alpha t$$

$$\Delta s = k t \quad (2)$$

bu yerda $k = s_0 \cdot \alpha$ (2) tenglamani o'lchangan natijalar bo'yicha chiziqli approksimatsiyasi beradi α (2-rasm).

Natijalar jadval-2 da keltirilgan.

Jadval 2. (II) tenglama bo'yicha tuzilgan 2-rasm bo'yicha aniqlangan chiziqli kengayish koefitsiyentlari α .

Material	Δs , mm	Tajriba, α , K ⁻¹	Adabiyotdagi natijalar, α , K ⁻¹
Latun	600	17.8·10 ⁻⁶	18· 10 ⁻⁶
Po'lat	600	11.7·10 ⁻⁶	11·10 ⁻⁶
Shisha	600	3.1-10 ⁻⁶	3·10 ⁻⁶

Qo'shimcha ma'lumot

Qo'shimcha, issiqlikdan chiziqli kengayish quvurning to'liq uzunligi s_0 funksiyasi sifatida o'lchanishi mumkin. Issiqlikdan chiziqli kengayishni temperatura farqiga $\Delta \vartheta = \vartheta_1 - \vartheta_0$ bog'liqligini aniqlashning tajriba tartibi P2.1.1.2. instruksiyada keltirilgan.

Sirkulyasion termostat o'rniga bug' generatoridan P2.1.1.2 foydalanish uzunlikning o'zgarishini Δs aniqlashga imkon beradi.

Temperatura , ϑ , °C

Shunday qilib, chiziqli kengayish koefitsiyenti, masalan turli uzunlikdagi (200 mm, 400 mm, 600 mm) latun quvurlarniki, sirkulyasion termostatda o'rnatiladigan boshlang'ich ϑ_0 va yakuniy temperaturalarni o'lchab, P2.1.1.2 instruksiyadagi rasmda ko'rsatilganidek aniqlanishi mumkin (shuningdek asbobning 381 341 instruksiyasiga qarang).

Suv aralashmasi temperaturasi aniqlash

Issiqlik haqida ta'limot

Issiqlik energiyaning bir turi sifatida

Aralashma temperaturasi

Suv aralashmasi temperaturasi aniqlash

Ishning maqsadi

- Temperaturasi ϑ_1 va ϑ_2 bo'lgan, m_1 va m_2 massali suv miqdorlarini kalorimetrdagi aralashtirish va aralashmaning temperaturasi ϑ_n aniqlash

Tajriba qurilmasi



1-rasm. Tajriba qurilmasi versiya (a)

Kerakli asboblari va ashyolari

- 1 Dyuar idishi g'ilofi.....384 161
- 1 Kalorimetr Dyuar idishi..... 386 48
- 1 O'quv laboratoriya torozisi 610 posangi torozi toshlari bilan 315 23
- 1 Menzurka DURAN (DURAN), 400 ml,

keng 664 104
 1 Taymer 1 313 07
 1 Elektroplitka..... 666 767
(a)versiya bo'yicha olchash
 1 Termometr, -10 dan+110 °C/0.2 K gacha... 382 34
yoki (b)versiya bo'yicha o'lchash
 1 Bir kirishli raqamli termometr 666 190
 1 Temperatura datchigi, tip NiCr-Ni, 1.5 mm. 666 193
 1-rasm. Tajriba qurilmasi versiya (a)
yoki (s)versiya bo'yicha o'lchash
 1 Mobil SASSU (CASSY) 524 009A
 1 NiCr-Ni adapter S, Tip K 524 0673
Temperatura datchigi, tip NiCr-Ni, 1.5 mm, 529 676

Agar turli temperaturali ikki modda bir biriga tutashtirilsa, issiqlik almashinuvi jarayonidan keyin bu moddalar orasidagi temperaturalar farqi nolga teng bo'ladi. Aralashmaning temperaturasi aniqlash uchun quyidagi qoida qo'llaniladi:

$$c_1 m_1 (\vartheta_n - \vartheta_1) = c_2 m_2 (\vartheta_2 - \vartheta_n), \quad (1)$$

bu yerda S_1 va S_2 , mos ravishda modda 1 va modda 2 larning solishtirma issiqlik sig'irlari; m_1 va m_2 ularning massalari; ϑ_1 va ϑ_2 mos ravishda ularning temperaturalari, ϑ_n esa aralashmaning umumiy temperaturasi.

Turli temperaturali moddalarni aralashtirish bo'yicha tajribalarda issiq jismdan berilgan issiqlik miqdori, sovuq jism olgan issiqlik miqdoriga teng. Ko'rilyotgan holda, issiq suv bergan issiqlik miqdori Q_1 , sovuq suv olgan issiqlik miqdoriga Q_2 teng, ya'ni $Q_1 = Q_2$.

Agar suvning solishtirma issiqlik sig'imi c_v ma'lum bo'lsa, unda turli massali suv aralashmasining temperaturasi (1) formula yordamida quyidagi formula bo'yicha hisoblanishi mumkin:

$$S_v = S_1 = S_2, \quad S_v = 4,19 kJ(kg \cdot K),$$

$$\vartheta_n = \frac{m_1 \cdot \vartheta_1 + m_2 \cdot \vartheta_2}{m_1 + m_2}. \quad (2)$$

Kerakli asboblari va ashyolar

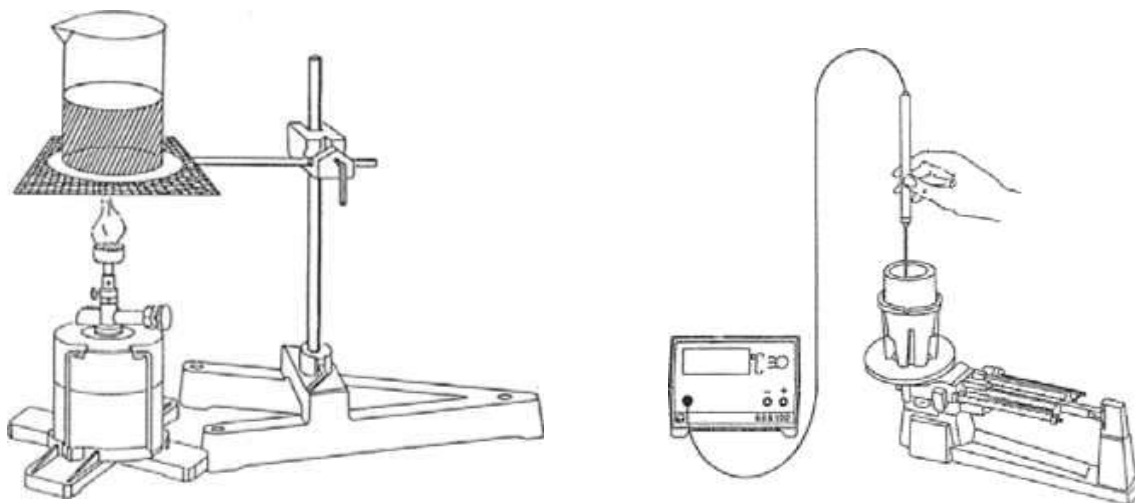
1 Dyuar idishli kalorimetr	38416
1 Temperaturani o'lchash uchun raqamli asbob.....	666 190
Temperatura datchigi	383 02
1 O'quv laboratoriya torozisi	610 315 23
1 Menzurka, 400 ml, ...	664 104
1 Saqllovchi to'r, qizdirish uchun rezistor (elektroplitka)	303 58
1 Katta shtativ asosi	300 01
1 Shtativ ustuni, 25 sm.....	300 02
1 Xalqa va asos	302 68
1 Leybold multi qisgichlar	301 01
1 Bunzen gorelkasi, butan uchun	303 11
1 Kallaklar uchta komplekti	303 11 303 12

Qo'shimcha:

Aralashtirgich

Qurilmani ishga tayyorlash

1-rasmda ko'rsatilgandek tajriba qurilmasini tayyorlang.



Tajribani o'tkazish tartibi:

Dyuar idishini toroziga qo'ying va uni bo'sh holatda torting. Unga temperaturasi 60°C gacha qizdirilgan, $m_2 = 0,1$ kg massali suv quyung. Oldin sovuq suvning temperaturasi ϑ_1 aniqlang va keyin kalorimetr ichidagi suvning temperaturasi ϑ_2 aniqlang. Kalorimetr $m_i = 0,15$ kg massali sovuq suv qo'shing.

Aralashtiring va aralashmaning temperaturasi ϑ_n o'lchang.

Tajribani sovuq suv va issiq suv massalarining boshqa nisbatlari uchun qaytaring.

Tajriba namunasi:

Jadval 1.

Suv massasi m_1	kg	0,1	0,125	0,15
Suv massasi m_2	kg	0,15	0,125	0,1
m_1 massali suvning temperaturasi ϑ_1	°C	22,6	22,8	23,0
m_2 massali suvning temperaturasi ϑ_2	°C	67,0	69,2	64,0
Aralashmaning o'lchangan temperaturasi ϑ_n	°C	48,4	43,4	38,8
Aralashmaning hisoblangan temperaturasi ϑ_n	°C	49,2	46,0	39,4

Natijalar va ularning tahlili:

Aralashmaning temperatura qiymati suvning boshlang'ich temperaturalarini oralig'ida yotadi. Aralashmaning hisoblangan va o'lchangan temperaturalarini jadval 1 da keltirilgan. Jadval 1 dan ko'rinib turibdiki, temperaturalarining qiymatlari tajriba xatoliklari chegarasida yaxshi mos keladi.

Qattiq jismlarning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash

Issiqlik haqida ta'limot

Issiqlik miqdori

Issiqlik sig'imi

Qattiq jismlarning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash

Ishning maqsadi

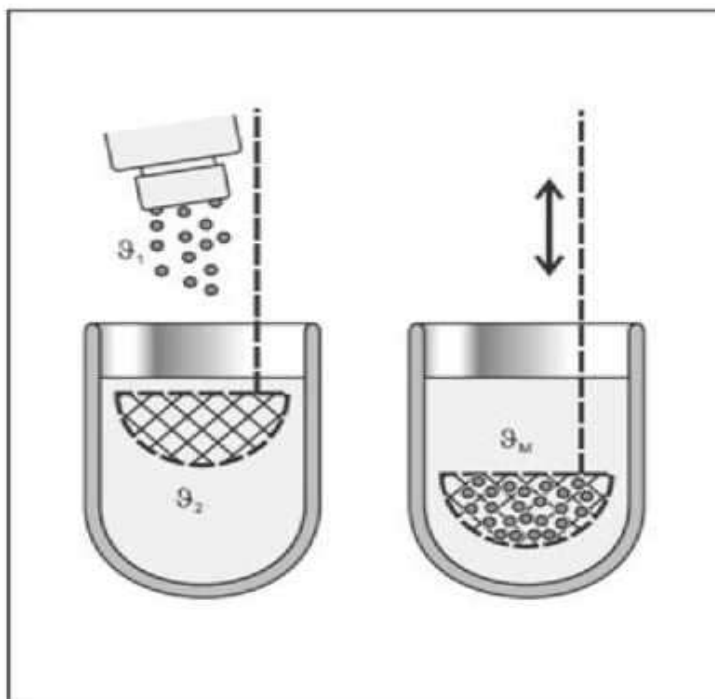
- Qizdirilgan mis, qo'rg'oshin va shishani sovuq suv bilan aralashtirish va aralashmaning temperaturasini o'lchash.
- Mis, qo'rg'oshin va shishaning issiqlik sig'imini aniqlash.

Nazariy ma'lumotlar

Jism qizishida yoki sovushida yutilgan yoki ajralgan issiqlik miqdori ΔQ temperaturaning o'zgarishiga ΔT va massaga m proporsional:

$$\Delta Q = cm \cdot \Delta \vartheta \quad (1).$$

Bu yerda proporsionallik koeffitsiyenti c - jismning solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi va uning qiymati



materialning turiga bog'liq.

Mazkur tajribada pitra shaklidagi turli materiallarning solishtirma issiqlik sig'imi koeffitsiyenti aniqlanadi.

Har bir hol uchun pitralar torozida tortiladi va ϑ_1 temperaturagacha qizdiriladi, keyin massasi torozida tortib aniqlangan ϑ_2 temperaturali suv quyiladi. Yaxshi

aralashgandan keyin issiqlik almashinuvi evaziga pitra bilan suv umumiy temperaturaga erishadi ϑ_m . Bunda pitradan ajralgan issiqlik miqdori ΔQ_1

$$\Delta Q_1 = c_1 \cdot m_1 \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_M) \quad (2).$$

(bu yerda m_1 pitra massasi, c_1 - pitraning solishtirma issiqlik sig'imi) suv yutgan issiqlik miqdoriga ΔQ_2 teng

$$\Delta Q_2 = c_2 \cdot m_2 \cdot (\vartheta_M - \vartheta_2) \quad (3).$$

bu yerda m_2 - suv massasi.

Bu yerda suvning solishtirma issiqlik sig'imi koeffitsiyenti C_2 aniq, temperaturasi esa bug' temperaturasi teng deb faraz qilinadi. No'malum c_1 ning qiymati o'lchangan $\vartheta_M, \vartheta_2, m_1$ va m_2 ning qiymatlari bo'yicha quyidagi formula orqali hisoblanadi:

$$c_1 = c_2 \cdot \frac{m_2 (\vartheta_M - \vartheta_2)}{m_1 (\vartheta_1 - \vartheta_1)} \quad (4).$$

Kalorimetrning idishi ham pitradan ajralgan issiqlikning bir qismini yutadi. Demak, kalorimetrning issiqlik sig'imi quyidagiga teng bo'ladi

$$C_k = C_2 \cdot m_k \quad (5)$$

Shunday qilib, kalorimetr idishining suv ekvivalenti m_K hisoblashlarda hisobga olinadi. (III) formula bilan hisoblangan yutilgan issiqlikning miqdori ancha aniqroq hisoblanadi

$$\Delta Q_2 = c_2 (m_2 + m_k) \cdot (\vartheta_M - \vartheta_2) \quad (6).$$

va uni hisobga olgan holdagi (4) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$c_1 = c_2 \cdot \frac{(m_2 + m_k)(\vartheta_M - \vartheta_2)}{m_1 (\vartheta_1 - \vartheta_1)} \quad (7).$$

Kerakli asboblari va ashyolar	
1 Dyuar idishi.....	386 48
1 Dyuar idishi g'ilofi.....	384
161	
1 mis pitra, 200 g.....	384 35
1 shisha pitra, 100 g.....	348 36
1 qo'rg'oshin pitra, 200 g.....	315 76
1 o'quv laboratoriya torozisi 610 Tare, 610 g .	315 23
1 termometr -10 °C dan +110 °C qacha	382 34

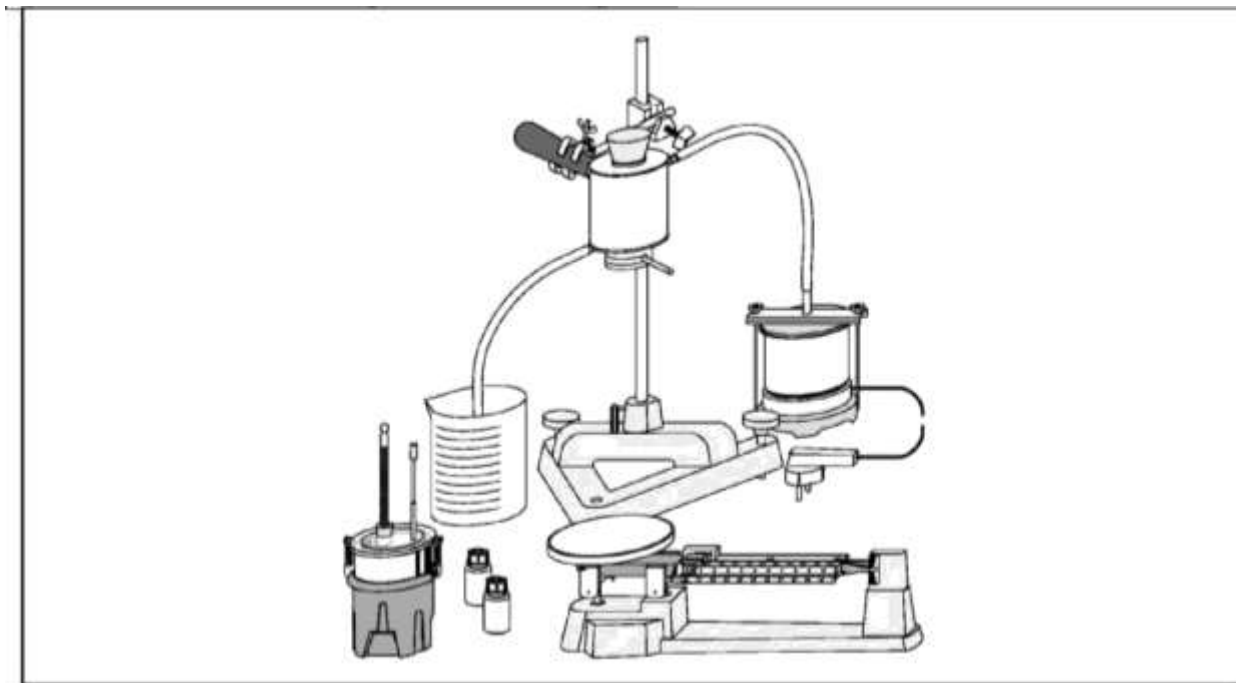
yoki

1 NiCr-Ni temperatura datchigi	666 193
1 raqamli termometr	666 190
1 Bug' generatori, 550 Vt / 220 V	303 281
1 Qizdirish apparati	384 34
1 menzurka, 400 ml	664 104
1 V-shaklsimon shtativ asosi, 20 sm	300 02

1 shtativ ustuni 47 sm	300 42
1 multi tutgichlar Leybold	301 01
(VI),1 Universal tutgich, diametri 0...80 mm	666 555
1 Silikon quvurlar, ichki diam. 7x1.5 mm, 1 m.	667 194
1 bir juft issiqlikka chidamli qo'lqop	667 614

Tajriba qurilmasi va tajribani o'tkazish tartibi

1-rasmda tajriba qurilmasi keltirilgan.



1-rasm. Qattiq jismlarning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash uchun tajriba qurilmasi.

- Qizdirgichni shtativga o'rnatish.
- Bug' generatorini suv bilan to'ldiring va ehtiyotlik bilan qurilmani berkiting va uni silikon quvur yordamida qizdirgichning yuqorisidagi (bug' kirishi) shlangli birikmaga ulang.
- Silikon quvurni qizdirgichning pastidagi shlangli birikmaga (bug'ning chiqishi) ulang va quvurning ikkinchi uchini menzurkaga soling. Barcha birikmalarda silikon quvurlar ishonchli mahkamlaganini ko'zdan kechiring.
- Qizdirgichning namunalar kamerasini qo'rg'oshin pitrasi bilan to'ldiring va imkon boricha uni stopor bilan zich qilib berkiting.
- Bug' generatorini elektr tarmoqqa ulang, shundan keyin esa qizdirgichdagi pitralarni ular orqali bug' o'tkazib 20-25 vaqt davomida qizdiring.

Bu vaqt mobaynida:

- Bo'sh Dyuar idishining massasini aniqlang, shundan so'ng unga taxminan 180 g suv quyning.
- Dyuar idishini g'ilofga soling va mos ravishda termometr yoki temperatura datchigini qo'ying.
- Suv temperaturasi ϑ_2 o'lchang.

Dyuar idishining qopqog'ini oching va uni chetga suring; namunalar uchun

mo'ljallangan to'rni Dyuar idishiga kiriting. Temperaturasi 100 °C bo'lgan pitralarni namunalar uchun mo'ljallangan to'rga tashlang, qopqoqni yoping va pitralarni suv bilan astoydil aralashtiring. Suv temperaturasi ko'tarilmay qolganda, aralashmaning temperaturasi aniqlang. Qo'shimcha ravishda pitralarning massasini m aniqlang. Mis va shisha pitralar bilan tajribani takrorlang.

Tajriba namunasi

Suv massasi: $m_1 = 180$ g

Pitra temperaturasi: $\theta_2 = 100$ °C

Jadval 1. Moddalar solishtirma issiqlik sig'iminin o'lchangan qiymatlari.

Modda	m_2/kg	θ_1	
Qo'rg'oshin	77	24.5 °C	25.4 °C
Mis	69	24.0 °C	26.2 °C
Shisha	19	23.8 °C	24.9 °C

Hisoblar:

Kalorimetrning suv ekvivalenti: $M_K = 23$ g

Suvning solishtirma issiqlik sig'imi: $C_2 = 4.19$ kJ/(K·kg)

Jadval 2: Tajribada aniqlangan solishtirma issiqlik sig'iminin qiymatlari va adabiyotlardan olingan ularga mos natijalar

Modda	$c,$ $kJ/(Kkg)$	$c,$ $kJ/(Kkg)$
	tajriba	Adabiyotdagi natija
Qo'rg'oshin	0.133	0.1295
Mis	0.367	0.385
Shisha	0.656	0.746

Jadval 2 da moddalarning (7) formula bo'yicha hisoblangan solishtirma issiqlik sig'imi qiymatlari keltirilgan. Adabiyotlardan olingan natijalar bilan ularning mos kelishi qoniqarli.

Xulosalar:

Materialning turiga bog'liq ravishda qattiq jismlarning solishtirma issiqlik sig'imi tadqiq qilindi va ularning qiymati suvning solishtirma issiqlik sig'iminikiga nisbatan ancha kichik ekanligi aniqlandi.

Suv bug'lari hosil bo'lishining yashirin issiqligini aniqlash

Issiqlik haqida ta'limot

Fazaviy otishlar

Yashirin issiqlik va bug'lanish issiqligi

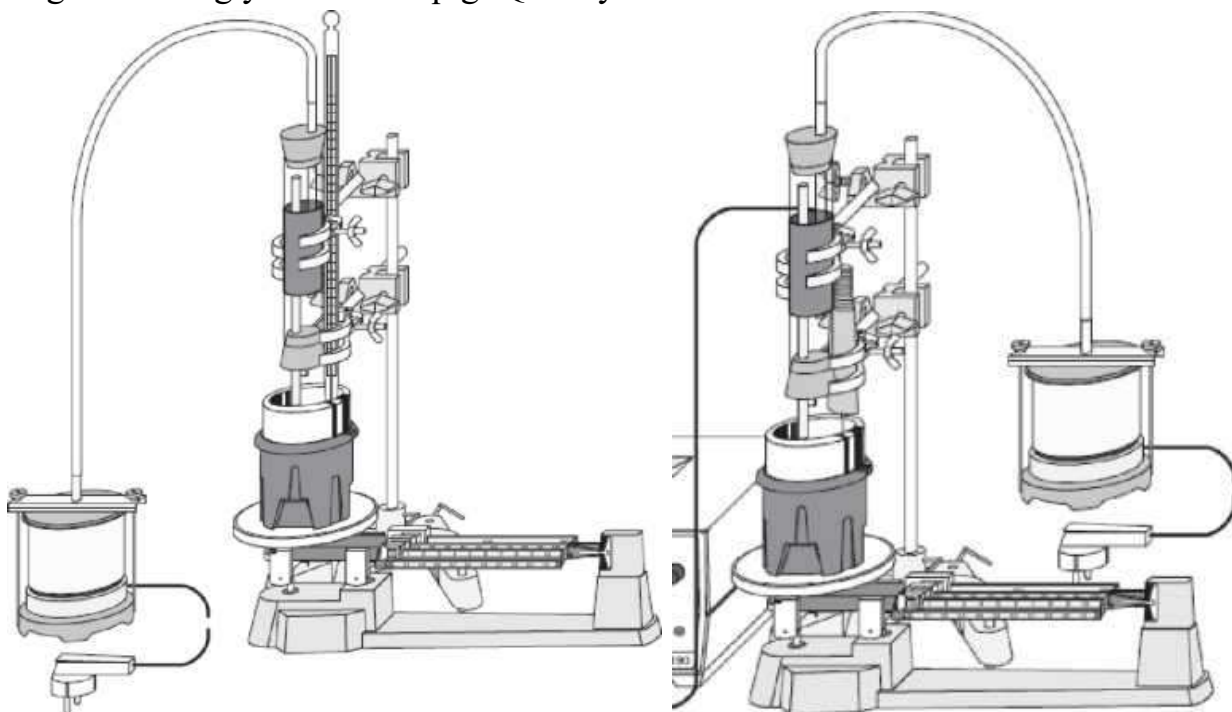
Suv bug'lari hosil bo'lishining yashirin issiqligini aniqlash

Ishning maqsadi

- Sovuq suv va bug' aralashmasining temperaturasi v_M aniqlash
- Suv bug'lari hosil bo'lishining yashirin issiqligini aniqlash

Nazariy ma'lumotlar

O'zgarmas bosimda moddaga qandaydir issiqlik miqdori uzatilsa, odatda moddaning temperaturasi oshadi. Ammo, agar fazaviy o'tish mavjud bo'lsa, moddaning temperaturasi oshmaydi, chunki uzatilayotgan issiqlik fazaviy o'tishga saf bo'ladi. Agar issiqlik uzatish jarayoni fazaviy o'tishdan keyin ham davom etsa, moddaning temperaturasi yana orta boshlaydi. Suvning bug'lanishi fazaviy o'tishning yaqqol misoli hisoblanadi. Moddaning birlik massasi isteyemol qiladigan issiqlik bug'lanishning yashirin issiqligi QV deyiladi.



1-rasm. Suv bug'lari hosil bo'lishining yashirin issiqligini aniqlash uchun mo'ljallangan tajriba qurilmasi: chap tarafdagida temperatura termometr yordamida o'lchanadi, o'ng tarafdagida esa temperatura temperatura datchigi yordamida o'lchanadi.

Tajribada bug' hosil bo'lishining yashirin issiqligi QV quvurdan kalorimetrga

toza bug' uzatish orqali aniqlanadi. Bug' sovuq suvni aralashma temperaturasi ϑ_M qizdiradi va so'ngra suvga kondensasiyalanadi. Bug' hosil qilish issiqligi bug'ni suvga aylantiradi. Aralashma temperaturasi qo'shimcha boshlang'ich temperatura v_2 , sovuq suvning massasi m_2 hamda kondensirlangan suvning massasi m_1 o'lchanishi va bug' hosil bo'lish issiqligi quyidagi formuladan hisoblab topilishi mumkin:

$$\Delta Q_1 = s \cdot m_1 \cdot (100^\circ C - \vartheta_M), \quad (1)$$

bu yerda c - suvning solishtirma issiqlik sig'imi koeffitsiyenti

Chunonchi, bug'dan ajralib chiqqan issiqlik suvning $v_1 = 100^\circ C$ dan aralashma temperaturasi ϑ_M ajralgan issiqlik bilan bug'ning kondensasiyalanishida ajralgan issiqlik ΔQ_2 yig'indisiga teng. Oxirgi issiqlik $v_1 \approx 100^\circ C$ temperaturadagi suvni bug'ga aylantirish uchun zarur bo'lgan issiqlikka ham teng. Shunday qilib biz quyidagilarga egamiz:

$$\Delta Q_2 = m_r \cdot Q_v \quad (2)$$

Sovuq suv bug' bilan aralashganda yutilgan issiqlik

$$\Delta Q_3 = c \cdot m_2 (v_M - v_2) \quad (3)$$

Shu bilan bir vaqtda kalorimetr issiqlik yutadi, bu issiqlik miqdori kalorimetrning ma'lum suv ekvivalenti m_k bilan hisoblab topilishi mumkin:

$$\Delta Q_4 = c \cdot m_k (\vartheta_M - \vartheta_2); \text{ bu yerda } m_k = 20 \text{ g} \quad (4)$$

Ajralgan issiqlik miqdori $\Delta Q_1 + \Delta Q_2$ va yutilgan issiqlik miqdori $\Delta Q_3 + \Delta Q_4$ o'zaro teng, ya'ni:

$$\frac{Q_v}{c} = \frac{(m_2 + m_k)}{m_1} \cdot (\vartheta_M - \vartheta_2) - (100^\circ C - v_M) \quad (5)$$

Kerakli asboblari va ashyolari

1 G'ilofga ega Dyuar idishli kalorimetr	386 48
1 O'quv laboratoriya torozisi 610 Tare, 610 g	315 23
1 Termometr, -10° dan $+110^\circ C$ gacha	382 34
yoki	
1 NiCr-Ni tipli temperatura datchigi	666 193
1 Raqamli termometr.....	666 190
1 Bug' generatori, 550 W/230 V	303 28
1 Suvni ajratgich	384 17
1 Ichki diametri 7 x 1.5 TT, 1 T bo'lgan silikon trubkalar	667 194
1 Mustahkam shishadan tayyorlangan, hajmi 400 ml bo'lgan menzurka	664 104
1 V shaklidagi shtativ asosi	300 02
1 uzunligi 47 sm bo'lgan shtativ ustun	300 42
1 multi qisgichlar Leybold	301 01
2 diametri 0-80 mm bo'lgan universal qisgichlar,	666 555

Qo'shimcha talab qilinadi: distillangan suv

Tajriba qurilmasi

Tajriba qurilmasi 1-rasmda keltirilgan. Tajriba o'tkazish vaqtida Dyuar idishi o'quv laboratoriya torozisining pallasida joylashgan bo'lishi kerak.

- termometrni yoki NiCr-Ni tipli temperatura datchigini o'rnatish;
- 2 sm balandlikgacha bug' generatoriga distillangan suv soling va qopqoqni berkiting. Shundan so'ng qisma vositani tartib va ehtiyotlik bilan mahkamlang. Bug' trubkasining kirishini suv ajratgichga shunday siljitingki, pastki stoporgacha bo'lgan masofa yuqorigi stoporgacha bo'lgan masofadan katta bo'lsin. Bug' trubkasining chiqishini u yuqorigi stoporgacha yetmaguncha siljiting.
- Silikon quvurlardan bug' trubkasini chiqishi bilan bug' generatorini va bug' trubkasining kirishi bilan suv ajratuvchi separatorni biriktirish uchun foydalaning. Hozircha suv ajratgichni o'rnatmang.

Tajribalarni o'tkazish

Dyuar idishini sovuq suv bilan to'ldirish:

- Bo'sh Dyuar idishining massasini o'lchang.
- Dyuar idishiga taxminan 150 gramm distillangan suv soling va uning massasini m_2 hamda temperaturasini v_2 o'lchang.
- Suv ajratgichni shunday o'rnatishki, bug' trubkasining chiqishi Dyuar idishi tubining o'rtasidan 1 sm yuqorida joylashsin. Zaruriyat tug'ilganda uni silikon quvur qisqa bo'lagi bilan tortish mumkin.
- Qurilmaning umumiy massasini aniqlang.

Bug'ni quvur orqali idishga uzatish:

- Suv ajratgichni menzurkaga joylashtiring va silikon quvurlar yaxshi qotirilganiga amin bo'ling.
- Bug' generatorini elektr tarmoqqa ulang va bug' chiqishini kuting.
- Suv ajratgichni Dyuar idishining tepasiga o'rnatish va yana bir bor to'liq massaning ortishini va temperaturaning ko'tarilishini kuzating.

To'liq massa taxminan 20 g. ortgandan keyin, bug' generatori o'chiriladi va tezda aralashmaning temperaturasi U_M aniqlanadi.

O'lchash namunasi

Sovuq suv massasi m_2 :	153.8 g
Sovuq suv temperaturasi v_2	28.1 °C
Haqiqiy massa	
Suv ajratgichni tushirgandan keyingi	154.3 g
Bug' chiqishini to'xtatishdan keyingi	174.0 g
Issiq suv aralashmaning temperaturasi iv_M	88.3 °C

Natijalar va ularning tahlili:

$$m_1 = 174.0 \text{ g} - 154.3 \text{ g} = 19.7 \text{ g}$$

$$m_2 = 153.8 \text{ g}$$

$$v_M = 88.3 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

$$v_2 = 28.1 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

Dyuar idishining suv ekvivalenti: $m_k = 20 \text{ g}$

Suvning solishtirma issiqlik sig'imi: $c = 4.19 \text{ kJ/ (kgK)}$

Bu qiymatlarni (V) formulaga qo'yib quyidagilarni olamiz:

$$Q_v/C = 520 \text{ K va } Q_v = 2.18 \cdot 10^3 \text{ kJ/Kg}$$

Adabiyotlarda keltirilgan qiymat:

$$Q_v = 2.257 \cdot 10^3 \text{ kJ/Kg}$$

Kritik nuqtada suyuqlik-gaz fazaviy o'tishni kuzatish

Issiqlik haqida ta'limot

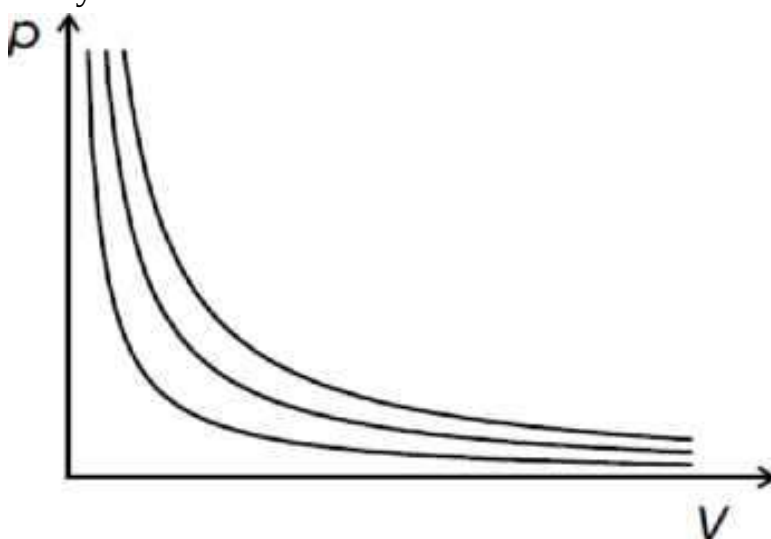
Fazaviy o'tishlar

Kritik temperatura

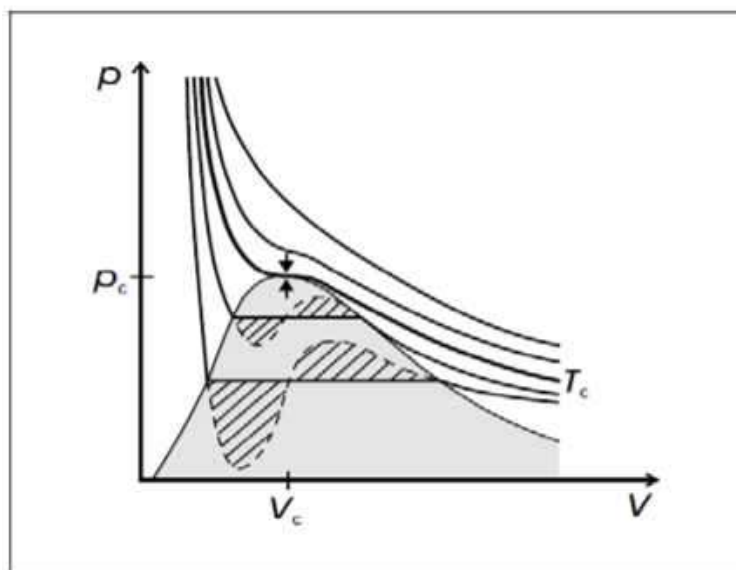
Kritik nuqtada suyuqlik-gaz fazaviy o'tishni kuzatish

Ishning maqsadi

- Kritik nuqtadan yuqori qizdirishda suyuqlik-gaz fazaviy chegaraning yo'qolishini kuzatish.
- Kritik nuqtadan pastga sovushda suyuqlik-gaz fazaviy chegaraning shakllanishini kuzatish.
- Kritik opalessensiyani kuzatish.



1-Ideal gaz uchun izotermalar bilan pV diagrammalar



2-rasm. Real gazning izotermalar bilan pV diagrammasi. Suyuqlik-bug' aralashmasi diagrammaning bo'yalgan sohasida mavjud. Strelkalar bilan kritik nuqta ko'rsatilgan.

Nazariy ma'lumotlar

Ideal gazning muhim xossaligidan biri, temperatura absolyut nolga yaqinlashganda ham, uning kondensirlasligi hisoblanadi. Bunday gaz tabiatda mavjud emas, chunki past temperaturalarda ham bunday gaz chiziqli o'lchamlari orasidagi o'rtacha masofaga nisbatan ancha kichik bo'lgan zarrachalardan tashkil topgan va ular faqat elastik to'nashishlardan tashqari bir biri bilan ta'sirlashmaydi. Ideal gaz o'zgarish temperaturada siqilsa, uning bosimi hajmga teskari proporsional tarzda oshadi (1-rasmga qarang). Ideal gazning bosimi p , temperaturasi T va molyar hajmi V orasidagi munosabatlar ideal gazlar uchun asosiy tenglama bilan ifodalanadi:

$$pV = RT \quad (1),$$

bu yerda $R = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ - universal gaz doimiysi.

Ko'pchilik real gazlarning xossalari ideal gaz xossasiga yaqin bo'ladi, agarda ular kondensasiya yoki suyuqlanish temperaturasidan yetarli darajada yiroq holatda bo'lsa, masalan atmosfera bosimidagi xona temperaturasida. Gaz temperaturasi kondensasiya temperaturasiga yaqinlashganda, ya'ni yuqori p bosimda yoki past T temperaturada, uning xossalari ideal gaz xossaligidan ancha chetlashadi. Gazning zichligi ortganda ularning molekulalari orasidagi o'rtacha masofa haddan tashqari kichik bo'ladi. Real gazlarning o'zini tutishi taxminan van der Vaals tenglamasi orqali ifodalanadi:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (2)$$

Bu tenglamadagi van der Vaals konstantalari a , b gaz holatiga bog'liq va gaz zarrachalarining o'zaro tortilishini hamda ularning effektiv hajmlarini xarakterlaydi. 2-rasmda real gazning pV diagrammadagi izotermalari keltirilgan. Gorizontalar urinishi burilish nuqtasi kabi aniqlanadigan izoterma o'zgacha ahamiyatga ega. Bu nuqta kritik nuqta deb ataladi; bu nuqtaga mos kelgan bosim qiymati p_c kritik bosim deb, molyar hajm kritik hajm V_c deb va temperatura T_c kritik temperatura deb ataladi. Kritik temperaturadan yuqorida barcha bosimlarda modda gazsimon holatda bo'ladi va izotermalar van der Vaals tenglamasiga mos kelib, ideal gaz uchun asosiy tenglamaga yaqinlashadi.

Kerakli asboblari va jihozlar

1 Kritik temperaturani namoyish qilish uchun barokamera	371 401
1 Lampa, 6 V/30 Vt.....	450 51
1 Lampa korpusi	450 60
1 Asferik kondensator	460 20
1 Transformator, 6 VAC, 12 VAC, 30 VA	562 73
1 kichik optik kursi	460 43
1 Tutgichli linza, $f = 100 \text{ mm}$	460 03

1 To'g'ri burchakli prizma 461 11
 4 Leybold multi qisgichlar 301 01
 1 Katta V shaklsimon shtativ asosi 300 01

Qizdirish uchun:

1Sirkulyasion termostat, 30 ... 100 °C 666 768

1 Silikon quvurlar, ichki.diam.7x1.5 mm,

1m..... 667 194

yoki

1 Bug' generatori, 550 Vt/230 V 303 28

1 Silikon quvurlar, ichki.diam.7x1.5 mm,

1m.....667 194

1 Menzurka, 400 ml 664 104

Temperaturani o'lchash uchun:

1 Bir kirishli raqamli termometr 666 190

1 Temperatura datchigi, NiCr-Ni 666 193

yoki

1 Termometr, -10 dan 150 °C gacha 382 33

Kritik temperaturadan pastda vaziyat ancha murakkab. Agar hajm yetarli darajada katta bo'lsa (2-rasmdagi shtrixlangan sohadan o'ngda), modda gazsimon holatda bo'ladi va bug' deb hisoblanadi. Juda kichik hajmlarda (shtrixlangan sohadan chapda) gaz suyuqlikga o'tadi va amalda siqilmas bo'ladi. Shtirixlangan soha suyuqlik-bug' aralashmasiga mos kelib, u yerda bug' proporsiyasi chapdan o'nga ortib boradi. Bu van der Vaals tenglamasining voqyelikdan chetlanishidir: doimiy temperaturada hajmning o'zgarishi aralashmadagi bug' proporsiyasi bilan o'zgaradi, ammo uning bosimi emas. Shtrix chiziqlar bilan chizilgan chiziqlarning bir qismi van der Vaals tenglamasiga mos keladi va ular gorizontal chiziqlar bilan almashtirilishi kerak. Ular shunday bug' bosimiga mos keladiki, bunda bug' va suyuqlik bir biriga nisbatan muvozanatda bo'ladi. Suyuqlik va gaz turli solishtirma og'irlikka egaligi sababli, odatda ular og'irlik kuchi ta'sirida bir biridan ajraladi.

Temperatura ortishi bilan bug'ning zichligi ortadi, shu vaqtda esa, suyuqlikning zichligi kamayadi. Kritik temperaturada bu solishtirma og'irliklar tenglashadi va shu sababli suyuqlik bilan bug'ni bir biridan farq qilib bo'lmay qoladi, ya'ni ular to'liq aralashgan bo'ladi. Aralashma kritik temperaturaga yaqinlashganligi sababli, barokamera chegarasida yorug'likning sochilishi o'ta yuqori darajaga erishadi. Bu holisa kritik opalessensiya deb ataladi, va u zichlikning o'zgarishidan kelib chiqib, kritik temperatura yaqinida jiddiy ortadi, chunki siqiluvchanlik katta va zichlik o'zgarishining qarshiligi kichik bo'ladi. To'lqin uzunligi kichik bo'lgan yorug'lik sochiladi, bu vaqtda esa to'lqin uzunligi uzun yorug'likning tarqalishi davom etadi.

Kritik temperaturani kuzatish uchun mo'ljallangan barokamera bu hodisalarni bizga namoyish qilish uchun imkon beradi. Barokameraning qobig'i issiq suv yoki bug' bilan qizdiriladi. Yuqori bosimga chidamli bo'lgan ikkita yassi shisha darcha vazifasini o'taydi va qizdirishda hamda xuddi shuningdek, sovushda temperatura kritik temperaturadan T_c ortganda, barokameradagi moddaning o'zini tutishini kuzatishga imkon beradi. Hodisani bevosita barokamerada kuzatish yoki devorga proyeksiyalash mumkin. Barokamera oltingugurt geksoxlorigi SF_6 bilan to'ldiriladi. Xona temperaturasida uning kritik zichligi qiymati (ya'ni kritik hajmning aksi) suyuqlik va gazlar zichliklarining qiymatlariga deyarli teng. Qizdirishda sistema kritik nuqta orqali o'tishi uchun, barokamera yarmigacha xona temperaturasida suyuq gaz bilan to'ldiriladi.

SF_6 kritik temperaturada quyidagi termodinamik o'zgaruvchilarga ega:

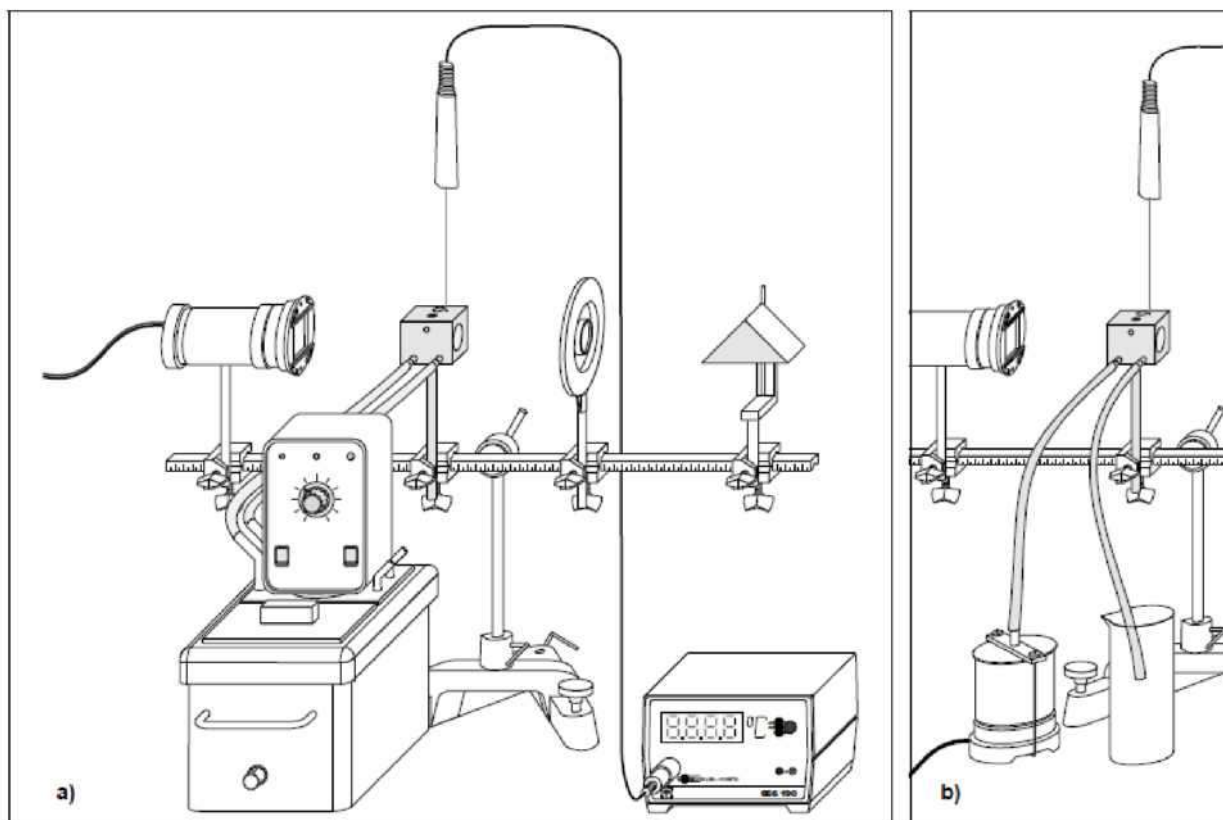
Kritik temperatura: $T_c = 318.7 \text{ K}$

Kritik bosim: $p_c = 37.6 \text{ bar}$,

Kritik molyar hajm: $V_c = 200 \text{ cm}^3/\text{mol}$

Tajriba qurilmasi

3-rasmda tajriba qurilmasi tasvirlangan



3-rasm: Kritik nuqtani kuzatish uchun mo'ljallangan tajriba qurilmasi. Barokamerani sirkulyasion termostat bilan qizdiriladigan to'liq yig'ilgan qurilma (a). Optik kursidagi alohida komponentlarning aniq o'rni ekran sirtigacha bo'lgan masofaga bog'liq va u linzani siljitish orqali osongina topilishi mumkin. Qurilmaning barokamerani qizdirish uchun mo'ljallangan bug' generatori qismi (b)

Bug' generatoridan foydalanishda quyidagilarga e'tibor bering:

- Quvurda kondensasiyalanishning oldini olish uchun, silikon quvurlarni har birining uzunligi 0.5 m bo'lgan ikkita bo'lak qilib kesib oling. - Silikon quvurlarni biriktirishdan oldin, barokameraning qizdirish kanalini puflash orqali tekshiring va uning ichidagi to'siqlardan xoli bo'ling.
- Temperatura datchigini o'z joyiga o'rnatishdan oldin, ozgina moylovchi modda suring, masalan issiqlik uzatilishini yaxshilash maqsadida mos teshiklarni suvlang.
- Asferik kondensorni lampa nasadkasiga o'rnatib.
- 3-rasmda tasvirlangan qurilmani shunday yig'ingki, bunda lampa, barokameraning shisha tuynugi, linza va to'g'ri burchakli prizma bir o'qda joylashsin.
- Har safar apparat bilan ishlashdan oldin, harch qanday bug' yoki issiq suv nazoratsiz sizib o'tib ketmasligiga, apparatga ziyon yetmasligiga yoki buzmasligiga amin bo'lish uchun silikon quvurlarning ulanish joylarini tekshiring.
- Lampani transformatorga ulang va barokamera tarkibini rangi ochiq sirtga proyeksiyalang (masalan devorga qotirilgan oq qog'oz varag'i).

Zaruriyat bo'lganda, qurilmani o'rnatish tartibini qayta o'qib chiqing.

Kichik optik kursidagi linzani siljitish orqali suyuqlik meniskining tasvirini to'plang.

Texnika xavfsizligi bo'yicha eslatma

Kritik temperaturani namoyish qilishda foydalaniladigan barokamera yuqori bosimda bo'ladi (minimum 20 bar)

- Instruksiyada mavjud barcha eslatmalarni diqqat bilan o'qing va texnika xavfsizligiga rioya qiling.

- Aslo agregat vintini yechib olmang.

Jipslagichlar shisha tuynuklarni qisish uchun xizmat qiladi, shu bilan birga o'ta qizib ketishda ular saqllovchi klapan sifatida ishlaydi. Ular 100 °C temperaturagacha qo'llanilishi mumkin.

- Jipslagichlarning xizmat qilish muddatini oshirish uchun barokameradagi temperaturani 90 °C dan ortib ketishiga yo'l qo'ymang.

Ayniqsa, bug' generatori bilan qizdirish amalga oshirilganda, kuyib qolish xavfi bor, va shuning uchun barokamera bug' generatorining baki bilan silikon quvurlar yordamida ulanishi kerak.

- Agar siz bug' generatoridan (30328) foydalansangiz, instruksiyadagi barcha eslatmalarga hamda texnika xavfsizligiga rioya qiling.
- Tajriba apparati issiq bo'lganda, unga tegmang.

Tajribani o'tkazish tartibi

Bug' generatoridan foydalanganingizda quyidagi taraflarga diqqat qiling:

Qizdirish bug' bilan amalga oshirilganda, barokameradagi temperatura juda tez ortadi, shuning uchun kritik temperaturani nazorat qilish ancha qiyin. Suv va bug' ikkalasi ham birgalikda majburan qizdirish kanalidan oqmasligi uchun, bakdagi suv kuchli

qaynamasligi kerak.

Bug' generatorining bakini shunday to'ldiringki, uning 2 sm ga yaqin yuqorisi bo'sh qolsin.

Suv qaynashni boshlaganidan, darhol bug' generatorini o'chiring.

Sistema sovuyotganda, suv ortga so'rib olinmasligi uchun, menzurkadagi kondensasiyalayotgan suvning sathi quvur sathiga yetmaganligiga amin bo'ling, aks holda issiqliq zarbi evaziga barokamera ziyor yetishi mumkin.

Sirkulyasion termostatdan foydalanish uchun ko'rsatmalar :

- Proyeksiyalangan tasvirni kuzatish uchun xonani qorong'ulashtiring.
- Sirkulyasion termostatni ulang va boshlang'ich temperaturani 40 °C o'rnatish.
- Taxminan 40 °C dan boshlab, sirkulyasion termostatning temperaturasi sekin oshiring, bunda moddaning yetarli darajada qizishi hamda fazalar chegarasining yo'qolishini yaqqol kuzatish kafolatgan bo'lishi kerak.

Sistemaning temperaturasi kritik temperaturadan ortgandan keyin, sirkulyasion termostatning temperaturasi kritik temperaturadan past holatga o'rnatish.

Sistema kritik temperaturadan past holatga o'tganda, kamera hajmi bo'yicha temperatura gradiyentlari bilan bog'liq bo'lgan nomaqbul effektlarni kamaytirish uchun, temperaturani yana sekin oshirish va tajribani takrorlash maqsadga muvofiq.

O'lchash namunasi va tahlil

Quyida bayon qilinadigan hodisalarning yuzaga kelishi kritik temperaturadan o'tish tezligiga bog'liq. "Qizish" bandidagi effektlar sirkulyasion termostatdan foydalanilganda kuzatiladi; bug' generatoridan foydalanilganda esa jarayon kuchliroq kechadi va u nisbatan tez tugaydi.

Qizish:

Qizdirishni boshlaganimizdan so'ng, tez orada suyuq fazada xarakteristik shtrixlar (ba'zida shlira deb ataluvchi) kuzatiladi. Shundan so'ng suyuqlik qaynay boshlaydi va kameraning yuqorigi devorida kondensirlangan tomchilar hosil bo'ladi. Provardida, gaz fazasida ham, ayniqsa chegarada, shtrixlarning yuzaga kelishini ko'ramiz.

Kritik temperaturaga erishishdan bir oz oldin, qaynash shunchalik tez kechadiki, gaz pufakchalari tufayli suyuqlik bir jinslimasga o'tadi va unda yorug'lik diffuz sochiladi. Bu esa suyuq fazaning proyeksiyalangan tasvirini qoramtiroq qiladi. Dastavval bevosita chegaradan yuqoridagi gaz fazasida, keyin butunlay gaz fazasida va provardida qolgan suyuq fazada ham shtrixlarning yuzaga kelishi intensivroq bo'ladi.

Sistema sekinlik bilan kritik temperaturadan o'tganda, suyuqlik bilan gaz orasidagi faza chegarasi g'alayonlangan bo'ladi, kengayadi va provardida yo'qoladi.

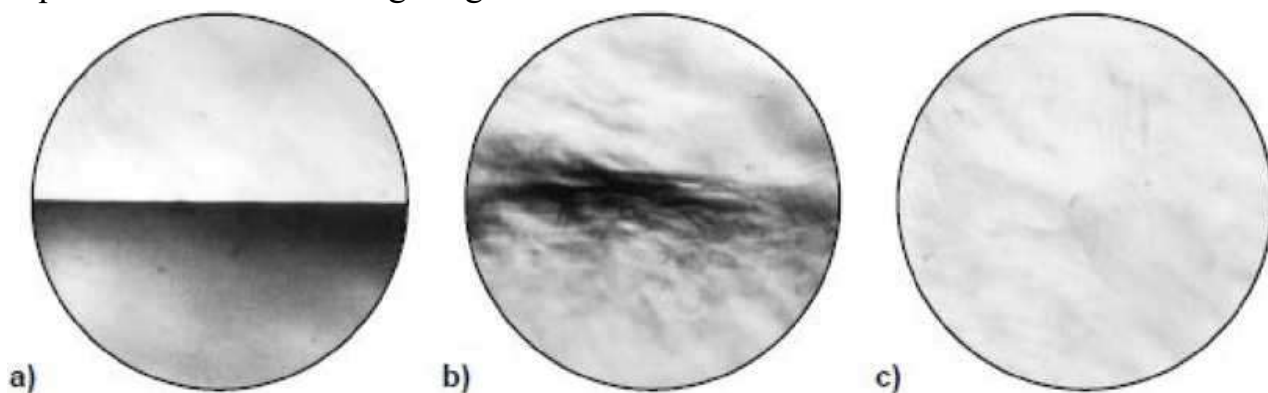
Chegara yo'qolishidan bevosita oldin, suyuq faza ozgina mallasimon tuyuladi. Biz gazsimon va suyuq fazalar orasidagi chegaraning yo'qolishini proyeksiyalangan tasvirda kuzatishimiz mumkin. Bu amalga oshganidan so'ng, tasvir yana qayta yorqinroq bo'ladi, chunki kamerada bitta gomogen faza bo'ladi. Barokameraning tarkibi shtrixlarni yuzaga keltirib, temperatura ortishi bilan bir oz sohadigan, intensiv turbulentlikni namoyish qiladi, Ular barokameradagi temperaturalar farqi evaziga amalga oshadi.

Sovush:

Qizish jaryoni to'xtaganda, dastavval hosil bo'lgan shtrixlar batamom yo'qoladi, keyinchalik esa kritik temperaturaga yaqinlashgan sari bu shtrixlar yana kuchliroq namoyon bo'la boshlaydi. Kameraning tubida tuman shakllanishi keltirib chiqargan uncha katta bo'lmagan xiralashishni kuzatish mumkin. Bunda barokameraning butunlay hajmi tobora ko'proq va ko'proq qizg'ich jigar rangda namoyon bo'ladi (kritik opalessensiya). Keyinchalik shtrixlarning hosil bo'lishi ortadi. To'satdan barokameraning ichki qismi qorong'ulashadi, gaz zichlashadi va suyuqlik darajasining ortishini kuzatish mumkin. Gazli faza tumanli bo'lib, tuman asta sekin quyushadi. Provardida, gazli faza oydinroq bo'ladi, bu vaqtda esa suyuq faza qaynashda davom etadi.

O'ta qizish:

Bunda suyuqlik yana kuchliroq qaynaydi, gazli faza sarg'ichroq tuyuladi, suyuq faza esa qizg'ich- jigarang(kritik opalessensiya) tus oladi. Fazalar chegarasi kengayib boradi va keyin butunlay yo'qoladi. Kritik temperaturadan bir oz yuqorida barokameraning butunlay tarkibi bir jinliga o'tadi va shtrixlarning intensiv hosil bo'lishi va turbulentlik bilan birga sarg'ich- jigar rang tusga kiradi. Provardida, kritik opalessensiya amalga oshadigan temperaturalar oralig'i yuqori va biz barokamerada faqat turbulentlik bilan bog'langan shtrixlar hosil bo'lishini kuzatishimiz mumkin.



4-rasm. Barokamera tarkibining ko'rinishi: kritik temperaturadan pastda (a), kritik temperaturada (b) (fazalar chegarasining yo'qolishi), kritik temperaturadan yuqorida (c)

DOIMIY TEMPERATURADA GAZ BOSIMINING HAJMGA BOG'LIQLIGI (BOYL-MARIOTT QONUNI)

Issiqlik haqida ta'limot

Gazlarning kinetik nazariyasi

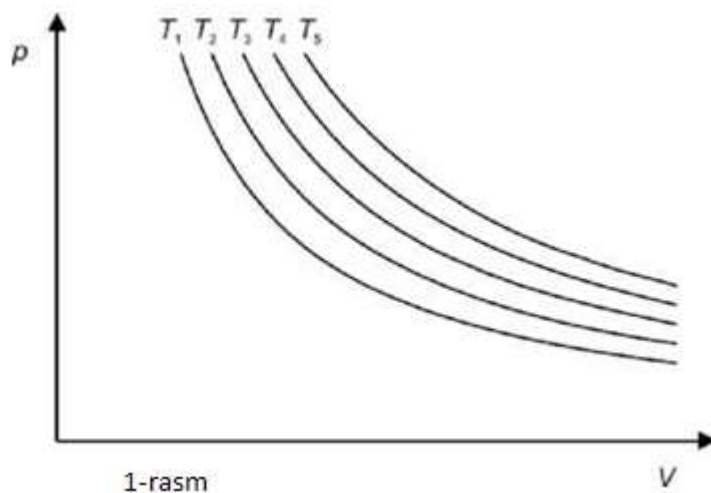
Gaz qonunlari

DOIMIY TEMPERATURADA GAZ BOSIMINING HAJMGA BOG'LIQLIGI (BOYL-MARIOTT QONUNI)

Ishning maqsadi:

- Doimiy temperaturada havo ustunining hajmini V bosimga p og'liqligini o'lchash
- Boyle-Mariott qonunini tekshirish

Doimiy temperaturada ideal gazning pV diagrammalari



Nazariy ma'lumotlar

Ideal gazning holati uchta o'lchanadigan miqdorlar: bosim, temperatura, hajm orqali to'liq ifodalanadi. Bu uch miqdor orasidagi munosabat asosiy gaz qonuni bilan aniqlanadi:

$$pV = \nu RT, \quad (1)$$

bu yerda r - bosim; V - hajm; T - temperatura; ν - ideal gazning moldagi miqdori; R - universal gaz doimiysi (8,31 Dj/(K·mol)).

Agar miqdorlardan biri-bosim, hajm yoki temperatura doimiy qolsa, qolgan ikki miqdorni bir biridan mustaqil tarzda o'zgartirib bo'lmaydi. Masalan, doimiy temperaturada quyidagi ko'rinishdagi Boyle-Mariott qonuni bajariladi:

$$pV = \text{const} \quad (2)$$

Mazkur tajribada bu qonun gazli termometr yordamida tasdiqlanadi. Gazli termometr shisha kapillyardan tashkil topgan bo'lib, uning bir uchi ochiq. Havoning ma'lum miqdori kapillyar ichida simobning tomchisi bilan zich berkitiladi. Tashqi p_0 bosimda, kapillyar ichidagi havo V

o hajmga ega.

Xona temperaturasida dastaki (qo'l bilan yurgiziladigan) nasos yordamida havoni so'rib olish, havo ustunida $p_0 + \Delta p$ bosim hosil bo'lishiga olib keladi, bu yerda p_0 - tashqi bosim. Simobning tomchisi ham havo ustuniga bosim beradi:

$$P_{Hg} = P_{Hq} - \rho g h_{Hg}, \quad (3)$$

bu yerda $\rho_{Hg} = 13,6 \text{ g/sm}^3$ - simobning zichligi, $g = 9,81 \text{ m/c}^2$ - erkin tushish tezlanishi; h_{Hg} - simob tomchisining balandligi.

Gazli termometrda havo ustunidagi umumiy bosim quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$p = p_0 + \Delta p + p_{Hg}. \quad (4)$$

Qamalgan havo hajmi V bosim p bilan aniqlanadi. Hajm V havo ustunining balandligi h bilan kapillyar A ko'ndalang kesimining yuzasi orqali quyidagi formuladan hisoblanishi mumkin:

$$V = \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h,$$

bu yerda $d = 2,7 \text{ mm}$ kapillyarning ichki diametri.

Asboblari va ashyolari

1 Gazli termometr	382 00
1 Dastaki vakuum nasosi...	375 58
1 V shaklsimon shtativ asosi .. 20 sm	300 02
1 Shtativ ustuni, 47 sm.....	300 42
2 "Timsol" tipli qistirgich	301 11

Tajriba qurilmasi

Simob tomchilarini yig'ish

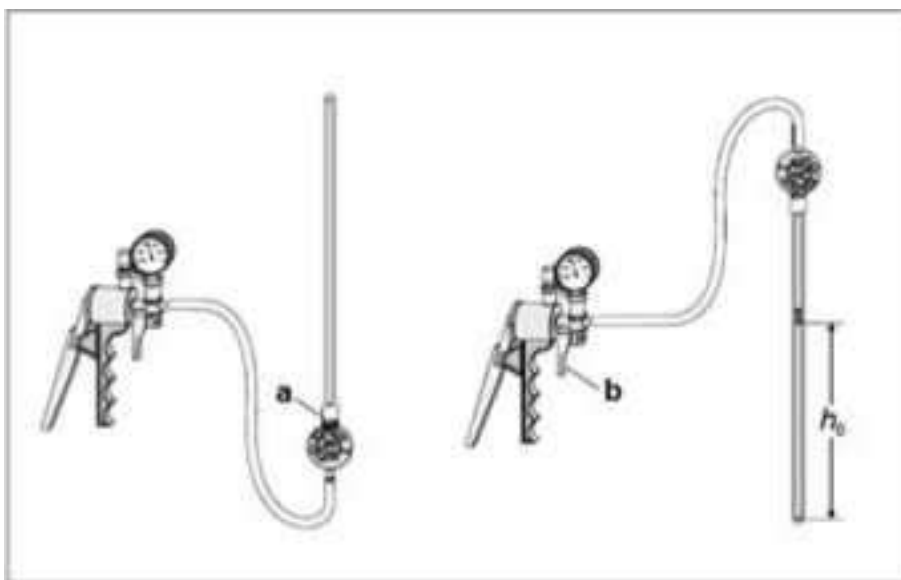
- Dastaki (qo'l bilan yurgiziladigan) vakuum nasosini gazli termometrga ulang va termometrni shunday ushlangki, uning ochiq uchi pastga qarab yo'nalgan bo'lsin. (2-rasmga qarang).

- Dastaki vakuum nasosi yordamida maksimum ortiqcha bosimni Δp yuzaga keltiring va tomchi shaklidagi simobni qavariq joyga (a) to'plang.

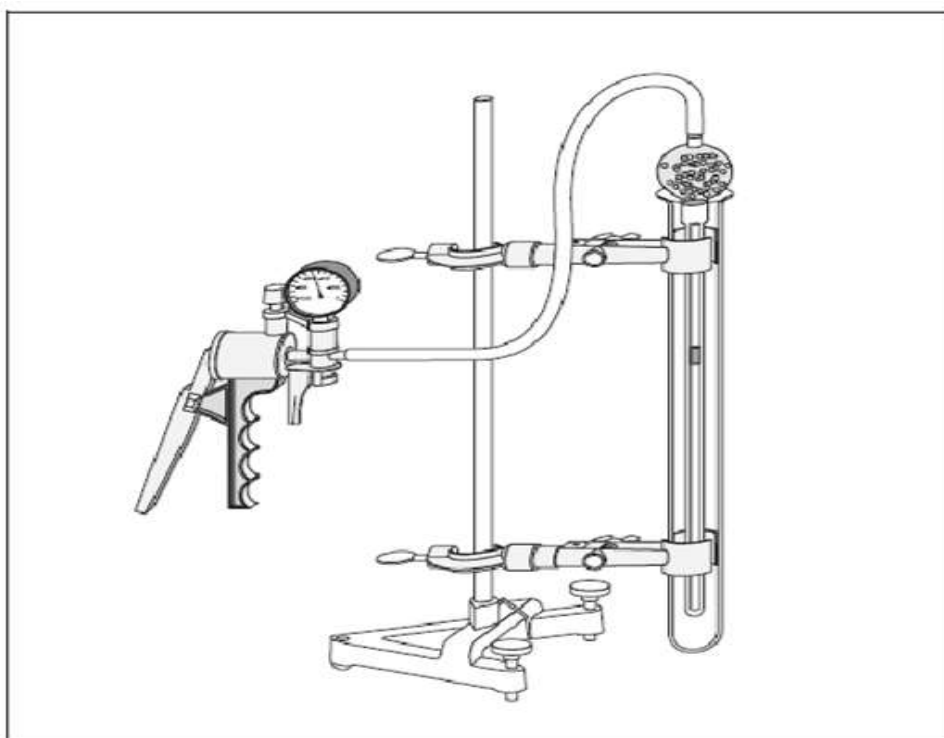
Dastaki vakuum nasosining manometri ortiqcha bosimni Δp manfiy qiymat tarzida ko'rsatadi.

- Agarda hali ham simobning tomchilari kapillyarda qolsa, kapillyarni sekin turtkilab, ular qavariq joyga(a) siljiriladi.

Simob bilan berkitilgan kapillyar uchida qolgan kichkina simob tomchisi tajribani bajarishga xalaqit bermaydi.



2-rasm. Simob tomchilarini yig'ish va dastlabki gaz hajmini V_0 o'rnatish



3-rasm. Doimiy temperaturada gaz hajmining bosimga bog'likligini o'rganish uchun mo'jallangan tajriba gurilmasi

Gaz hajmini V_0 o'rnatish

- Gazli termometrdan foydalanish uchun uni ishchi holatdan (ochiq uchi yuqorida) sekin shunday buringki, simob kapillyarning kirish teshigiga siljisin.

Dastaki vakuum nasosining ventilyasiya klapanini (b) sekinlik bilan oching va Δp bosimni sekin 0 ga shunday kamaytiringki, simob yakka bog'langan tomchi bo'lib asta yumalasin.

- Gazli termometr bilan katta trubkani shtativ ustuniga o'rnatish.

Agar katta simob tomchisi kuchli ventilyasiya yoki vibrasiya natijasida bo'linib ketsa, qaytadan simobni yig'ing.

Tajribani o'tkazish tartibi

- Tashqi bosimni p_o aniqlang.

- Gazli termometrning shkalasi bo'yicha simob ustunining balandligini h_{Hg} yozib oling.

- Dastaki (qo'l bilan yurgiziladigan) vakuum nasosi yordamida ortiqcha bosimni Δp yuzaga keltiring va uni qadamma- qadam sekin asta oshirib boring.

- Har safar havo ustunining balandligini h , Δp bilan birgalikda yozib boring.

Tajriba namunasi

Tashqi bosim: $p_o = 1011$ gPa

Simob ustunining balandligi: $h_{Hg} = 11$ mm

Jadval 1. Havo ustuni balandligining h bosimlar farqiga Δp bog'liqligi

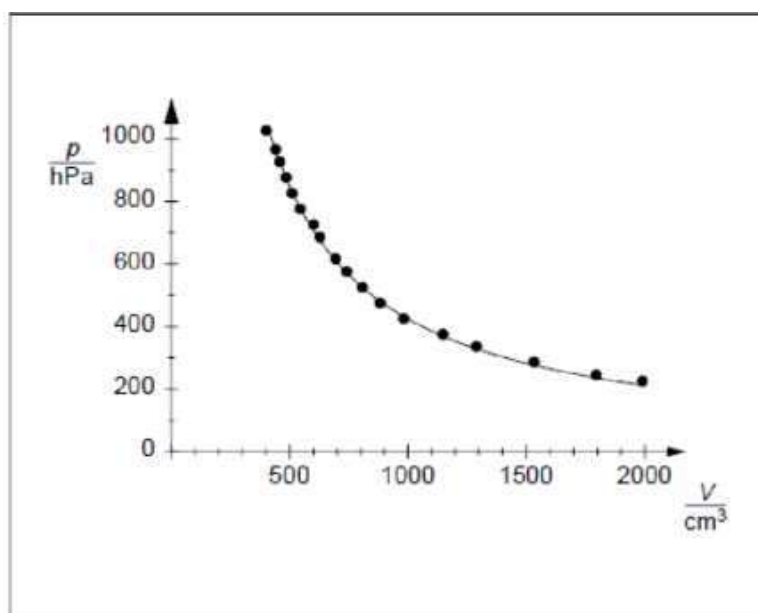
Δp , gPa	H, sm
0	7.0
- 60	7.7
-100	8.0
-150	8.45
-200	8.9
-250	9.5
-300	10.5
-340	10.95
-410	12.1
-450	12.95
-500	14.1
-550	15.4
-600	17.15
-650	20.05
-690	22.5
-740	26.75
-780	31.35
-800	34.75

Natijalar va ularning tahlili

(3) tenglamaga asosan, simob ustuni yuzaga keltirayotgan bosim p_{Hg} quyidagiga teng: $p_{Hg} = 13.6 \text{ g/sm}^3 \cdot 9.81 \text{ m/s}^2 \cdot 11 \text{ mm} = 15 \text{ gPa}$

Jadval 2: Havo bosimining (o'lchangan Δp qiymatlari bo'yicha, jadval.) hajmga $V(h$ qiymatlari bo'yicha hisoblangan jadval 1.) bog'liqligi.

V, mm ³	p, gPa
401.1	1026
441.2	966
458.4	926
484.2	876
510	826
544.4	776
601.7	726
627.4	686
693.3	616
742	576
807.9	526
882.4	476
982.7	426
1148.9	376
1289.3	336
1532.8	286
1796.4	246
1991.2	226



4-rasmda p va V ning o'lchangan qiymatlari bo'yicha tuzilgan grafik keltirilgan (jadval 2.) bu erda uzluksiz silliq egrilik giperbolaga mos keladi.

$p = C/V$, bu yerda $C = 424\,000$ gPa/mm . O'lchash aniqligi chegarasida, bu egrilik olingan tajriba natijalari bilan mos keladi. Shunday qilib, (II) tenglama

qamalgan havo ustuni uchun bajariladi, ya'ni havo ustuni o'zini ideal gaz kabi tutadi.

Xulosa:

Doimiy temperaturada, ideal gazning bosimi va hajmi bir biriga nisbatan teskari proporsional. yoki: Doimiy temperaturada ideal gaz bosimining hajmiga ko'paytmasi doimiy bo'ladi (Boyl - Mariott qonuni).

Doimiy bosimda gaz hajmining temperaturaga bog'liqligi (Gey - lyusak qonuni)

Issiqlik haqida ta'limot

Gazlarning kinetik nazariyasi

Gaz qonunlari

Ishning maqsadi:

- Doimiy bosimda p gaz hajmining V temperaturaga bog'liqligini aniqlash
- Tajriba natijalarini past temperaturalar tarafga ekstrapolyasiyalash yo'li bilan temperaturaning absolyut shkalasini aniqlash

Nazariy ma'lumotlar

ν mol miqdordagi ideal gazning holati tajribada aniqlanishi mumkin bo'lgan bosim, hajm va temperature qiymatlari bilan to'liq ifodalanadi. Bu uch miqdor orasidagi munosabat asosiy gaz qonuni bilan aniqlanadi:

$$pV = \nu RT, \quad (1)$$

bu yerda p - bosim; V - hajm; T - temperatura; ν - ideal gazning moldagi miqdori; R - universal gaz doimiysi (8,31 Dj/(Kmol)).

Agar miqdorlardan biri - bosim, hajm yoki temperatura doimiy qolsa, qolgan ikki miqdorni bir biridan mustaqil tarzda o'zgartirib bo'lmaydi. Masalan, doimiy bosimda holatlarning Gey-Lyussak munosabati o'rinli bo'ladi:

$$V \sim T. \quad (2)$$

Mazkur tajribada bu qonun gazli termometr yordamida tasdiqlanadi. Gazli termometr shisha kapillyardan tashkil topgan bo'lib, uning bir uchi ochiq. Havoning ma'lum miqdori kapillyar ichida simobning tomchisi bilan zich berkitiladi. Tashqi p_0 bosimda, kapillyar ichidagi havo V_0 hajmga ega.

Gazli termometr temperaturasi taxminan $\theta \ll 90^\circ\text{C}$ ga yaqin suvga joylashtiriladi va bu sistema asta-sekin sovutiladi (1-rasm). Gazli termometrning ochiq uchi atrof muhitning bosimi ta'sirida bo'ladi. Shunday qilib, qamalgan havo ustunining bosimi tajriba vaqtida doimiy qoladi. Hajm quyidagicha aniqlanadi:

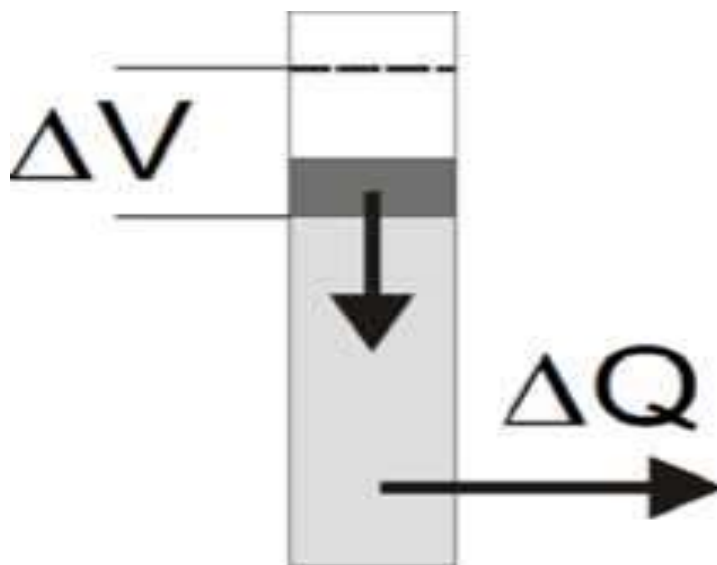
$$V = \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h,$$

bu yerda $d = 2,7$ kapillyarning ichki diametri, h - havo ustunining balandligi.

1 Gazli termometr	382
1 Dastaki vakuum nasosi	375
1 V shaklsimon shtativ asosi. 20 sm	300
1 Shtativ ustuni, 47 sm	300 42
1 "Timsoh" tipli qistirgich	301 11
1 Qizdiruvchi elektr plitka	666 767
1 Shisha o'lchov stakani, 400 ml.	664 103

P2.5.2.2(a)

1 Raqamli termometr	666
1 NiCr-Ni temperatura datchigi	666
P2.5.2.2(b)	
1 Mobil CASSY Lab	524
1 NiCr-Ni aylantirgich S	524
NiCr-Ni temperatura datchigi 1.5 mm	529 676



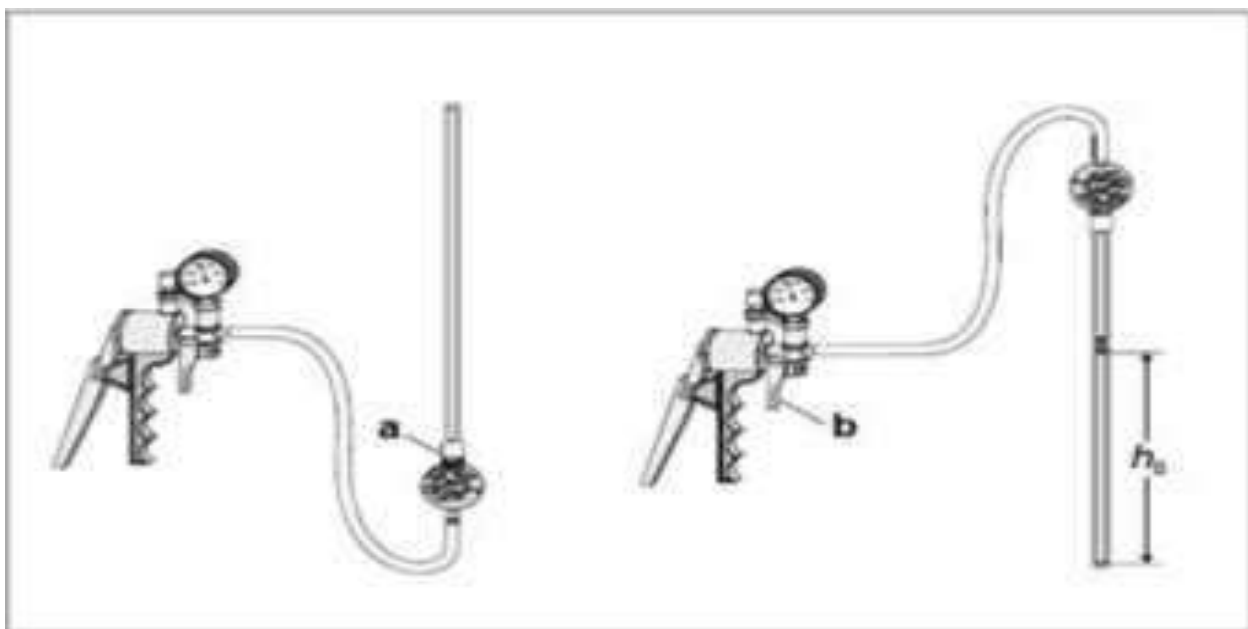
1-rasm. Termodinamik jarayonning sxematik tasvirlanishiDastaki (qo'l bilan yurgiziladigan) vakuum nasosini gazli termometrga ulang va termometrni shunday ushlangki, uning ochiq uchi pastga qarab yo'nalgan bo'lsin. (2-rasmga qarang).

Dastaki vakuum nasosi yordamida maksimum ortiqcha bosimni Δp yuzaga keltiring va tomchi shaklidagi simobni qavariq joyga (a) to'plang.

Dastaki vakuum nasosining manometri ortiqcha bosimni Δp manfiy qiymat tarzida ko'rsatadi.

- Agarda hali ham simobning tomchilari kapillyarda qolsa, kapillyarni sekin turtkilab, ular qavariq joyga(a) siljiriladi.

Simob bilan berkitilgan kapillyar uchida qolgan kichkina simob tomchisi tajribani bajarishga xalaqit bermaydi.



2-rasm. Simob tomchilarini yig'ish va dastlabki gaz hajmini V_0 o'rnatish

Gazli termometrdan foydalanish uchun uni ishchi holatdan (ochiq uchi yuqorida) sekin shunday burinkki, simob kapillyarning kirish teshigiga siljisin.

Dastaki vakuum nasosining ventilyasiya klapanini (b) sekin oching va Δp bosimni sekin 0 ga shunday kamaytiringki, simob yakka bog'langan tomchi bo'lib asta yumalasin.

Gazli termometr bilan katta trubkani shtativ ustuniga o'rnatish.

Agar kata simob tomchisi kuchli ventilyasiya yoki vibrasiya natijasida parchalansa, qaytadan simobni yig'ing.

Temperaturani raqamli termometr bilan o'lchash (o'lchash asbobini taqdimot qilish)

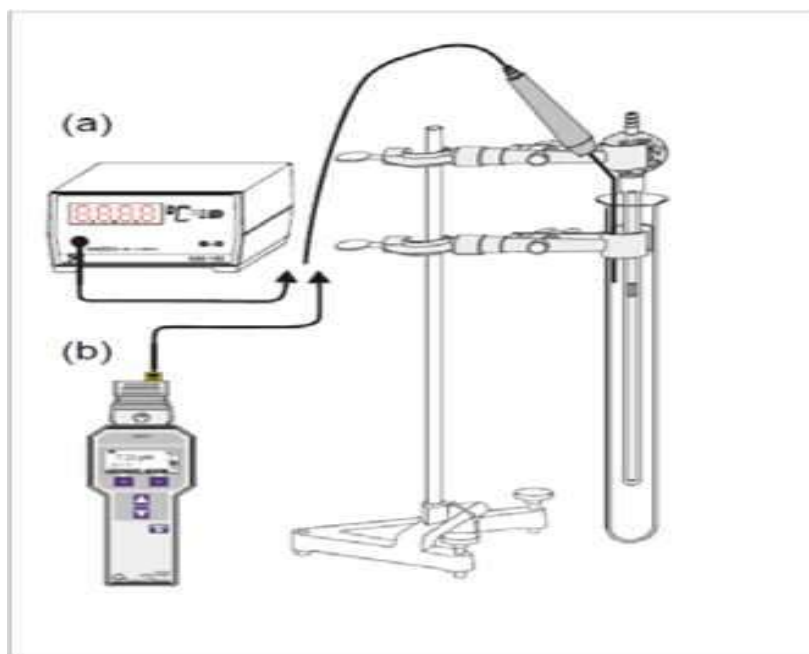
Gazli termometrga parallel qilib temperatura datchigini NiCr-Ni katta probirkaga kiriting va uni raqamli termometr bilan ulang.

Temperaturani Mobil CASSY yordamida o'lchash (ko'chma o'lchash asbobi)

Gazli termometrga parallel qilib temperatura datchigini NiCr-Ni katta probirkaga kiriting va uni Mobil CASSY bilan ulang.

Texnika xavfsizligi

- Diqqat: gazli termometr simobga ega.
- Gazli termometr bilan ishlaganda, iloji boricha tartibga rioya qiling.
- Shisha idish va o'lchov stakani bilan ishlaganda iloji boricha hushyor bo'ling; shishani sinishiga yo'l bermang.



3-rasm. Tajriba qurilmasining sxemasi: Temperaturani mos ravishda raqamli termometr (a) yoki mobil **CASSY** (b) yordamida o'lchash

- Shisha idishdagi 400 ml hajmli suvni 90 °C gacha elektroplitkada qizdiring
- Issiq suvni ehtiyotlik bilan shisha idishga quyung. Temperatura ko'tarilib borgan sari gazning boshlang'ich bosimi pasayadi.
- Temperatura ortishini kuzating va temperatura hamda havo ustunining balandligini aniqlash uchun, temperatura pasaya boshlash momentini kuting.
- Suv vannasining (probirkadagi suv) sovushi mobaynida gazli termometrning asta-sekin temperaturasini berk havo ustunining balandligini o'lchang.

Tajriba namunasi

Jadval 1. Berk havo ustuni balandligi h temperaturaning θ funksiyasi sifatida.

θ °C	h , sm
87.2	49.5
80.9	48.5
75.2	47.5
67.7	46.5
58.7	45.5
51.4	44.5
42.3	43.5
35.7	42.5
30.2	41.5
25.0	40.5

Natijalar va ularning tahlili

(3) formula bo'yicha, havo ustuni balandligining o'lchangan qiymatlaridan (Jadval 1) foydalanib, hajmni hisoblab topish mumkin.

Jadval 2 da keltirilgan qiymatlarning grafigi. To'g'ri chiziq chiziqli regressiya bo'yicha quyidagi formula bilan hisoblangan:

$$V = 214.2 \text{ mm}^3 + (0.79 \text{ mm}^3/\text{°C}) \cdot \vartheta$$

Chiziqli regressiyani manfiy temperaturalar tarafga ekstrapolyasiyalashdan absolyut nol temperaturani ($T = 0 \text{ K}$) regressiya chizig'i temperatura o'qi ($p = 0$) bilan kesishgan nuqta orqali aniqlash mumkin.

$$\vartheta_0 = -271^\circ \text{C} \pm 8^\circ \text{C}$$

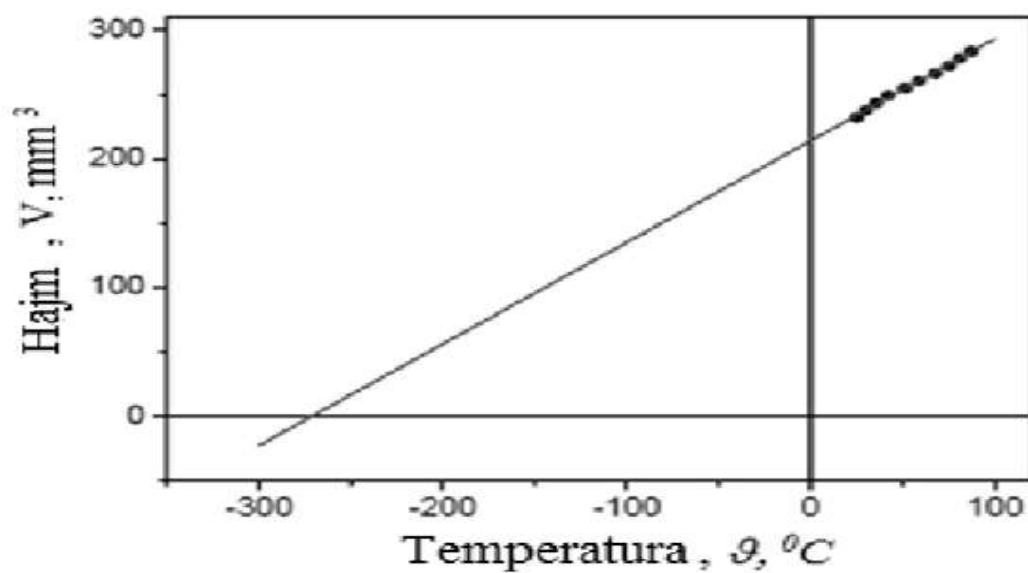
$$\vartheta = T + \vartheta_0$$

$$V = (0.79 \text{ mm}^3/\text{K}) \cdot T$$

Jadval 2. Gaz hajmi V (o'lchangan h qiymatlaridan (jadval 1) foydalanib, (III) formula bo'yicha hisoblangan) temperaturaning ϑ funksiyasi sifatida

$\theta, ^\circ\text{C}$	V, mm^3
87.2	283.4
80.9	277.7
75.2	272.0
67.7	266.5
58.7	260.5
51.4	254.8
42.3	249.1
35.7	243.3
30.2	237.6
25.0	231.9

Doimiy temperaturada ideal gazning hajmi temperaturaga to'g'ri proporsional (Gey-Lyusak qonuni).



4-rasm. Qamalgan havo hajmining V temperaturaga bog'liqligi θ Qizil chiziq chiziqli regressiya natijalariga mos keladi.

Doimi y hajmda gaz bosimining temperaturaga bog'liqligi (Sharl qonuni) (Amonton qonuni)

Issiqlik haqida ta'limot

Gazlarning kinetik nazariyasi

Gaz qonunlari

Doimiy hajmda gaz bosimining temperaturaga bog'liqligi (Sharl qonuni) (Amonton qonuni)

Ishning maqsadi

Doimiy hajmda gaz bosimining temperaturaga bog'liqligini aniqlash

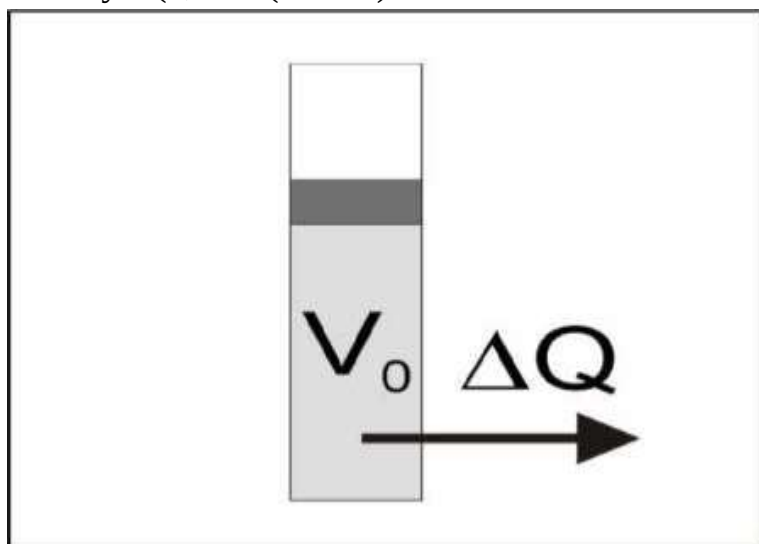
- Past temperaturalar tomoniga ekstrapolyasiyalash yo'li bilan temperaturalar absolyut shkalasini aniqlash

Nazariy ma'lumotlar

Ideal gazning holati uchta o'lchanadigan miqdorlar: bosim, temperatura, hajm orqali to'liq ifodalanadi. Bu uch miqdor orasidagi munosabat asosiy gaz qonuni bilan aniqlanadi:

$$pV = \nu RT, \quad (1)$$

bu yerda p - bosim; V - hajm; T - temperatura; ν - ideal gazning moldagi miqdori; R - universal gaz doimiysi (8,31 J/(K-mol)).



1-rasm. Termodinamik jarayonning sxematik tasavvur etilishi.

Agar miqdorlardan biri- bosim, hajm yoki temperatura doimiy qolsa, qolgan ikki miqdor bir biridan mustaqil tarzda o'zgara olmaydi. Masalan, doimiy hajmda V ideal gaz holati uchun Amonton munosabatini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$p \approx T. \quad (2)$$

Mazkur tajribada (II) munosabat gazli termometr yordamida tasdiqlanadi. Gazli

termometr shisha kapillyardan tashkil topgan bo'lib, uning bir uchi ochiq. Havoning ma'lum miqdori kapillyar ichida simobning tomchisi bilan zich berkitiladi. Tashqi p_0 bosimda, kapillyar ichidagi havo V_0 hajmga ega.

Xona temperaturasida dastaki(qo'l bilan yurgiziladigan) nasos yordamida havoni so'rib olish, havo ustunida $p_0 + \rho g h$ bosim hosil bo'lishiga olib keladi, bu yerda p_0 - tashqi bosim. Simobning tomchisi ham havo ustuniga bosim beradi:

$$P_{Hg} = P_{Hg} - \rho g h_{Hg}, \quad (3)$$

bu yerda $\rho_{Hg} = 13,6 \text{ g/sm}^3$ - simobning zichligi, $g = 9,81 \text{ m/c}^2$ - erkin tushish tezlanishi; h_{Hg} - simob tomchisining balandligi.

Gazli termometrdagi havo ustunidagi umumiy bosim quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$P = p_0 + \Delta p + P_{Hg}. \quad (4)$$

Termometr temperaturasi 90°C ga yaqin suvga joylashtiriladi va bu sistema asta- sekin sovutiladi. Gazli termometrdan dastaki vakuum nasosi orqali havoni so'rib olish orqali, sovutish vaqtida havoning hajmi doimiy saqlanadi.

Asboblari va ashyolari

1 Gazli termometr	382 00
1 Dastaki vakuum nasosi.....	375 58
1 V shaklsimon shtativ asosi. 20 sm	300 02
1 Shtativ ustuni, 47 sm	300 42
1 "Timsoh" tipli qistirgich	301 11
1 Qizdiruvchi elektr plitka.....	666 767
1 Shisha o'lchov stakani, 400 ml ...	664 103

P2.5.2.2(a)

1 Raqamli termometr.....	666 190
1 NiCr-Ni temperatura datchigi	666 193

P2.5.2.2(b)

1 Mobil CASSY Lab	524 009
1 NiCr-Ni aylantirgich S	524 0673
1 NiCr-Ni temperatura datchigi 1.5 mm	529 676

Tajriba qurilmasi

Simob tomchilarini yig'ish

- Dastaki vakuum nasosini gazli termometrga ulang va termometrni shunday ushlangki, uning ochiq uchi pastga qarab yo'nalgan bo'lsin. (2-rasmga qarang).
- Dastaki vakuum nasosi yordamida maksimum ortiqcha bosimni Δp yuzaga keltiring va tomchi shaklidagi simobni qavariq joyga (a) to'plang.

Dastaki vakuum nasosining manometri ortiqcha bosimni Δp manfiy qiymat tarzida ko'rsatadi.

- Agarda hali ham simobning tomchilari kapillyarda qolsa, kapillyarni sekin turtkilab, ular qavariq joyga (a) siljiriladi.

Gaz hajmini V_0 o'rnatish

- Gazli termometrda foydalanish uchun uni ishchi holatdan (ochiq uchi yuqorida) sekin shunday burtingki, simob kapillyarning kirish teshigiga siljisin.

- Dastaki vakuum nasosining ventilyasiya klapanini (b) sekin oching va $\Delta\rho$ bosimni sekin 0 ga shunday kamaytiringki, simob yakka bog'langan tomchi bo'lib asta yumalasin.

- Gazli termometr bilan katta trubkani shtativ ustuniga o'rnatish.

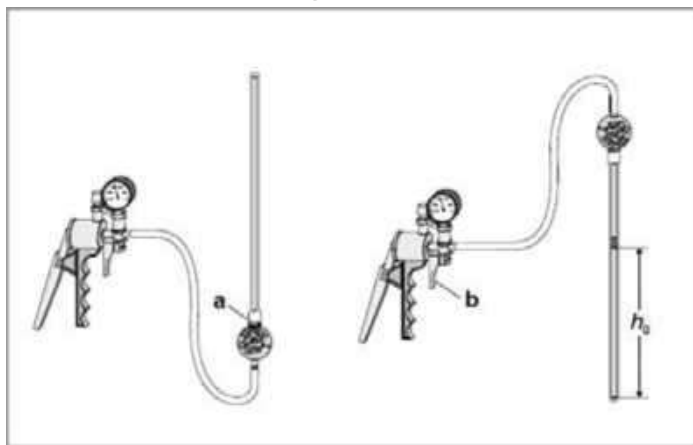
Agar katta simob tomchisi kuchli ventilyasiya yoki vibratsiya natijasida parchalansa, qaytadan simobni yig'ing.

Temperaturani raqamli termometr bilan o'lchash (o'lchash asbobini taqdimot qilish)

Gazli termometrغا parallel qilib temperatura datchigini NiCr-Ni katta probirkaga kiriting va uni raqamli termometr bilan ulang.

Temperaturani Mobil CASSY yordamida o'lchash (ko'chma o'lchash asbobi)

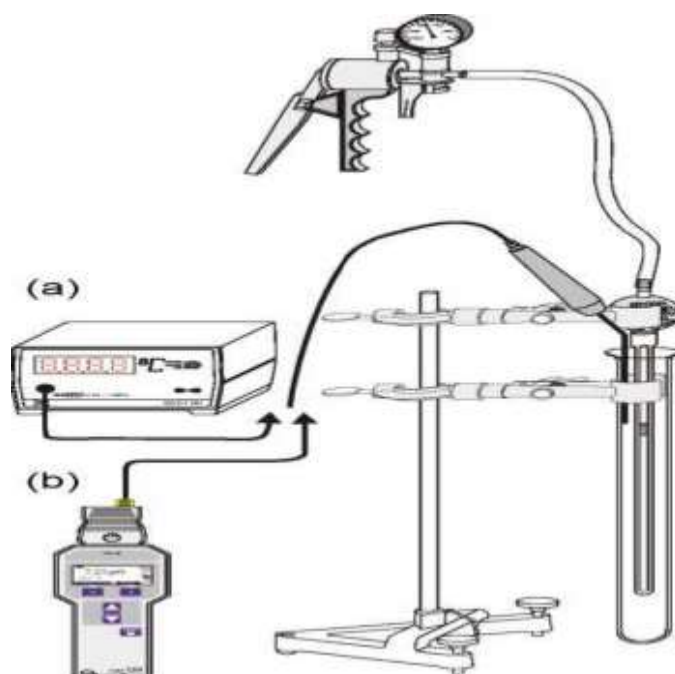
Gazli termometrغا parallel qilib temperatura datchigini NiCr-Ni katta probirkaga kiriting va uni Mobil CASSY bilan ulang.



2-rasm. Simob tomchilarini yig'ish va dastlabki gaz hajmini V_0 o'rnatish

Texnika xavfsizligi

- Diqqat: gazli termometr simobga ega.
- Gazli termometr bilan ishlaganda, iloji boricha tartibga rioya qiling. Shisha idish va o'lchov stakani bilan ishlaganda iloji boricha hushyor bo'ling; shishani sinishiga yo'l bermang.



3-rasm. Tajriba qurilmasining sxemasi: Temperaturani mos ravishda raqamli termometr (a) yoki mobil CASSY (b) yordamida o'lchash.

Ishni bajarish tartibi

- Shisha idishdagi 400 ml hajmli suvni 90 °S gacha elektroplitkada qizdiring
- Issiq suvni ehtiyotlik bilan shisha idishga quying.
- Temperatura ortishini kuzating va temperatura pasaya boshlash momentini kuting
- Simob ustuni balandligini h_0 aniqlang Bu h_0 qiymat simob ustuni bilan berkilgan havo hajmini V_0 ko'rsatadi. Issiq vanna (probirkadagi suv) sovushi mobaynida, asta-sekin quyidagi ishlarni qaytaring:
- Dastaki vakuum nasosi bilan haydab ortiqcha bosimni Δp to simob ustuni lastlabki balandligiga h_0 erishmaguncha oshiring (ya'ni, shunday qilib, doimiy hajmda V_0 o'lchash sharoitini ta'minlash uchun, sovush jarayoni vaqtida hajmning kamayishi kompensasiya qilinadi).
- Temperaturani 3 va ortiqcha bosimni Δp yozib oling.

Tajriba namunasi

Jadval 1. Berk V_0 hajmga qamalgan havo bosimining Δp temperaturaga 3 bog'liqligi.

$t, ^\circ\text{C}$	p, gPa
81.5	0
65.2	-20
55.2	- 50

45.5	- 80
39.9	- 100
35.3	- 120
29.7	- 140
23.3	- 160
18.3	- 175

$$p_0 + 1011 \text{ gPa } h_{Hg} = 11 \text{ mm}$$

Natijalar va ularning tahlili

(4) tenglamadan foydalanib, ortiqcha bosimning o'lchangan qiymatlari bo'yicha berk hajmdagi havoning bosimini hisoblab topish mumkin (jadval 2.).

$$p_{Hg} = 13.6 \text{ g/sm}^2 \cdot 9.81 \text{ m/s}^2 \cdot 11 \text{ mm} = 15 \text{ gPa}$$

4-rasm. Jadval 2 da keltirilgan qiymatlarning grafigi. To'g'ri chiziqli regressiya bo'yicha quyidagi formuladan hisoblandi:

$$p = 802.3 \text{ gPa} + (2.96 \text{ gPa/}^\circ\text{C}) \cdot \vartheta.$$

Jadval 2. Hajmning V (III) formulaga asosan jadval 1 da keltirilgan h ning o'lchangan qiymatlaridan foydalanib) temperaturaga θ bog'liqligi.

$\vartheta, ^\circ\text{C}$	$p, \text{ gPa}$
81.5	1026
65.2	1006
55.2	976
45.5	946
39.9	926
35.3	906
29.7	886
23.3	866
18.3	851

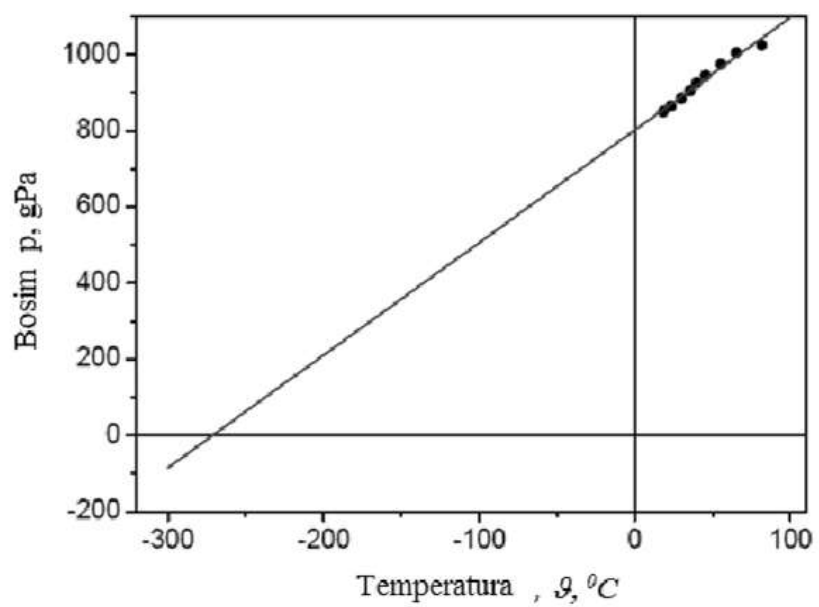
Chiziqli regressiyani manfiy temperaturalar tarafga ekstrapolyasiyalashdan absolyut nol temperaturani ($T = 0 \text{ K}$) regressiya chizig'i ($p = 0$) temperatura o'qi bilan kesishgan nuqta orqali aniqlash mumkin.

$$\vartheta = 271 ^\circ\text{C} \pm 8 ^\circ\text{C}$$

$$\vartheta = T + \vartheta_0$$

$$p = (2.96 \text{ gPa/K})T.$$

Doimiy hajmda ideal gazning bosimi absolyut temperaturaga to'g'ri proporsional. (Amonton qonuni).



4-rasm. Berk hajmga V_0 qamalgan havo bosimining temperaturaga 3 bog'liqligi. Qizil chiziq chiziqli regressiya natijalariga mos keladi.

Richard metodi bilan havo uchun adiabat ko'rsatkichini C_p/C_v aniqlash.

Issiqlik haqida ta'limot

Gazlarning kinetik nazariyasi

Gazlarning solishtirma issiqlik sig'imi

Ishning maqsadi

- Po'lat zoldirning ossillyasiya davrini o'lchash.
- Havo uchun adiabat ko'effitsiyentini aniqlash.

Nazariy ma'lumotlar

Gazlarning kinetik nazariyasi ideal gazlarning adiabat ko'effitsiyentini ko'rsata oladi.

Gazning ichki energiyasini U unga tashqaridan uzatilayotgan issiqlik miqdorini ΔQ oshirish yoki uning ustida mexanik ish ΔM bajarish orqali o'zgartirish mumkin:

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta W \quad (1)$$

Holatni adiabatik o'zgartirishlarda tashqi atrof muhit bilan issiqlik almashinuv bo'lmaydi. Shu sababli issiqlik miqdori o'zgarmaydi: $\Delta Q = 0$ (ya'ni entropiya doimiy qoladi).

Ideal gaz qonunidan $pV = m \cdot R \cdot T$ i $\Delta v = C_v \cdot m \cdot \Delta T$, hamda (I) tenglamadan Puasson tenglamasi kelib chiqadi, u temperatura o'zgarganda holatning adiabatik o'zgarishini ifodalaydi:

$$p \cdot V^k = \text{const.} \quad (2)$$

bu yerda k adiabat ko'rsatkichi va u quyidagicha aniqlanadi:

$$k = C_p/C_v \text{ va } C_p = C_v + R, \quad (3)$$

bu yerda

C_p - doimiy bosimda solishtirma issiqlik sig'imi

C_v - doimiy hajmda solishtirma issiqlik sig'imi

C_p bilan C_v haqida nazariy bashorat qilish

Bir mol ideal gazni doimiy hajmda (izoxorik jarayon) ΔT gacha qizdirish uchun quyidagi energiya kerak bo'ladi:

$$\Delta Q = C_v \cdot \Delta T, \quad (4)$$

bu yerda C_v molyar issiqlik sig'imi. Doimiy hajmda holatning o'zgarishida mexanik ish bajarilmaydi, ya'ni (I) tenglamada $\Delta W = 0$. Shunday qilib, sistemaga berilayotgan issiqlik ΔQ faqat zarrachalarning kinetik energiyasini oshiradi. Gazlar kinetik nazariyasidagi zarrachalar erkinlik darajasi bo'yicha energiyaning bir tekis taqsimlanishi qonuniga asosan zarrachalar o'rtacha kinetik energiyasining ortishi quyidagicha aniqlanadi:

$$AE_{kin} = 1/2 \cdot f \cdot R \cdot \Delta T, \quad (5)$$

bu yerda f - bir zarrachaga to'g'ri keladigan erkinlik darajasining soni, R - universal

gaz doimiysi, ΔT - temperaturaning o'zgarishi.

(4) va (5) formulalarni taqqoslashdan ideal gazning molyar issiqlik sig'imi faqat gaz molekulasi erkinlik darajasi bilan aniqlanishi kelib chiqadi:

$$C_V = \frac{1}{2} \cdot f \cdot R. \quad (6)$$

Bir atomli gazlarning zarrachalari faqat uchta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Bir atomli gazlarda o'rtacha issiqlik energiyalarida (~ 25 meV) burchak momentlarining kvantlanishi natijasida aylanma erkinlik darajasining yuzaga kelishi kuzatilmaydi. Ikki atomli va chiziqli ko'p atomli molekulalar aylanma erkinlik darajalariga ega. Ammo, o'q bo'yicha inersiya momenti kichik bo'lganligi sababli, ikki atomli va chiziqli ko'p atomli molekulalar molekulalar o'qqa nisbatan faqat perpendikulyar aylanadi.

Chiziqli molekulalar uchta ilgarilanma erkinlik darajasiga qo'shimcha 2 ta aylanma erkinlik darajasiga ega ($f = 5$). Xona haroratida faqat nochiziqli molekulalar uchun barcha uchta aylanma erkinlik darajasi qo'zg'aladi ($f = 6$).

$$\kappa = \frac{C_P}{C_V} = \frac{f + 2}{f}. \quad (7)$$

Jadval 1. Ideal gazlar uchun (VII) formula bilan hisoblangan adiabat ko'rsatkichlari:

Gaz turi	f	κ
Bir atomli (He, Ar)	3	1.67
Chiziqli ikki atomli molekulalar (O ₂ , N ₂ , H ₂)	5	1.40
Nochiziqli ko'p atomli molekulalar	6	1.33

Richard metodi bo'yicha C_P/C_V nisbatni aniqlash

Bu tajribada gazli trubkaga kiritilgan va gaz hajmini zich bekituvchi po'lat zoldirning tebranish davri orqali havoning adiabat ko'rsatkichi κ aniqlanadi.

1-rasmga binoan, agar ballondagi bosim p atmosfera bosimi p_o bilan po'lat zoldir og'irligi yuzaga keltirayotgan bosim yig'indisiga teng bo'lsa, shisha trubkadagi zoldir muvozanat holatida bo'ladi:

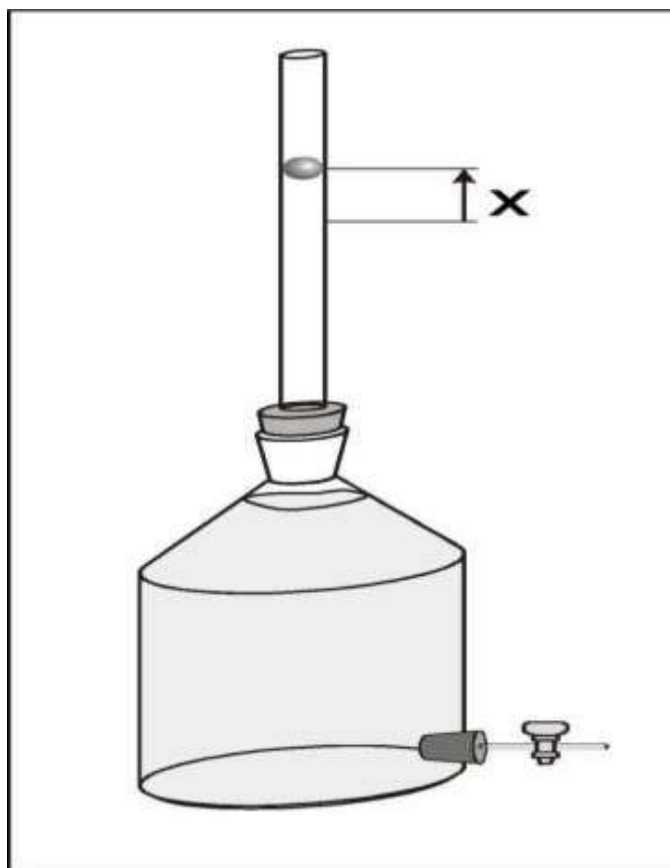
$$p = p_o + \frac{mg}{A}. \quad (8)$$

bu yerda m - po'lat zoldir massasi, g - erkin tushish og'irligi, A - Shisha trubkaning ko'ndalang kesimi yuzasi.

Zoldir muvozanat holatidan x masofaga siljisa, unda bosim dp ga o'zgaradi. Shu sababdan $F = A \cdot dp$ kuch po'lat zoldirni harakatlantiradi va unga Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan tezlanish beradi:

$$A \cdot dp = m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2}, \quad (9)$$

mumkin.



1-rasm. Richard metodi bilan adiabata ko'rsatgichini k aniqlash uchun tajriba qurilmasi

Bu jarayon juda tez amalga oshgani uchun, uni amalda adiabatik deb hisoblash mumkin va bu (II) tenglamani differensiyalash orqali kelib chiqadi:

$$V^K dp + p \cdot k \cdot V^{K-1} dV = 0 \quad (10)$$

$$dp = -\frac{k \cdot p}{V} dV. \quad (11)$$

Po'lat zoldir shisha trubkaning ichida x masofaga siljiydi deb faraz qilindi, bu esa hajmning o'zgarishiga olib keladi:

$$dV = A \cdot x. \quad (12)$$

dV ni (XI) tenglamaga va dp ni (IX) tenglamaga qo'yib, zoldir harakat tenglamasini

quyidagi ko'rinishda olamiz:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k \cdot p \cdot A^2}{m \cdot V} x = 0 \quad (13)$$

(13) formula garmonik ossillyator tenglamasi hisoblanadi va undan siklik chastotani ω aniqlash

$$\omega = \sqrt{\frac{k \cdot p \cdot A^2}{m \cdot V}} x = 0. \quad (14)$$

Bu munosabatdan po'lat zoldir bajarayotgan garmonik ossillyasiyalarning davrini aniqlash mumkin:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{m \cdot V}{k \cdot p \cdot A^2}}. \quad (15)$$

Bu tenglamadan adiabata ko'rsatgichi uchun quyidagi formulani olish mumkin:

$$k = \frac{4\pi^2 m \cdot V}{A^2 p T^2} \quad (16)$$

(16) tenglamadagi tenglik belgisining o'ng tomonidagi barcha miqdorlarni ($4n^2$ dan tashqari) tajribada aniqlash mumkin va ular asosida adiabata ko'rsatgichini aniqlash mumkin.

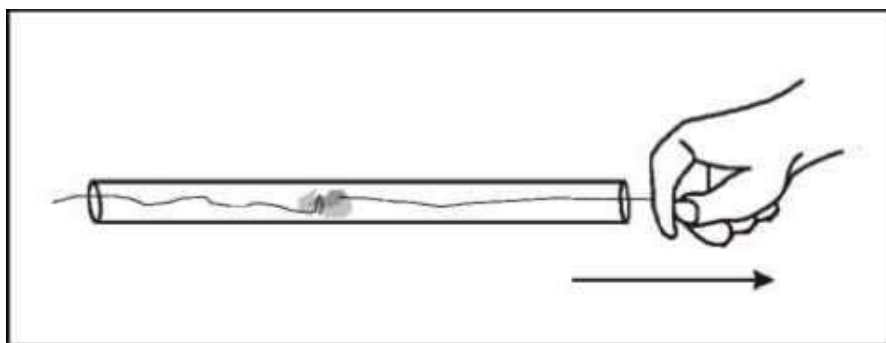
Kerakli asboblari va ashyolar

- 1 Marriot kolbasi, 10 l 371 04
- 1 Ossillyasion trubka 371 05
- 1 Taymer 313 07
- 1 Aneroid barometr.....317 19
- 1 Plastik menzurka, 1000 ml... 590 06
- 1 Vazelin, 50 g..... 675 3100

Tajriba o'tkazish bo'yicha maslahatlar

(15) tenglama bo'yicha, idishning hajmi qanchalik katta bo'lsa, po'lat zoldirning ossillyasiya davri shunchalik katta. Boshqa tarafdin, tajriba aniqligi ossillyasion davrni T aniqlash aniqligi bilan belgilanib, bu davr (16) tenglamadagi kvadrat ildizdan topiladi. Shuning uchun, mazkur tajribada aspirator (so'rib oluvchi qurilma) qo'llaniladi.

Po'lat zoldirning ossillyasiyasi soni shisha trubkaning va po'lat zoldirning tozaligiga juda kuchli bog'liq. Har bir tajribadan oldin 2-rasmda ko'rsatilganidek, ipga bog'langan yumshoq mato yoki teri parchasi bilan shisha trubkani diqqat bilan tozalash kerak. Shisha trubkani yumshoq mato parchasi bilan tozalashda tozalovchi vositalardan foydalaning.



2-rasm. Har bir tajribadan oldin yumshoq mato parchasi bilan shisha trubkani diqqat bilan tozalash zarur.

Eslatma

Asbobdan foydalanilmagan vaqtda, presizion shisha trubkani toza saqlash maqsadida, uni rezina qopqoq bilan berkiting.

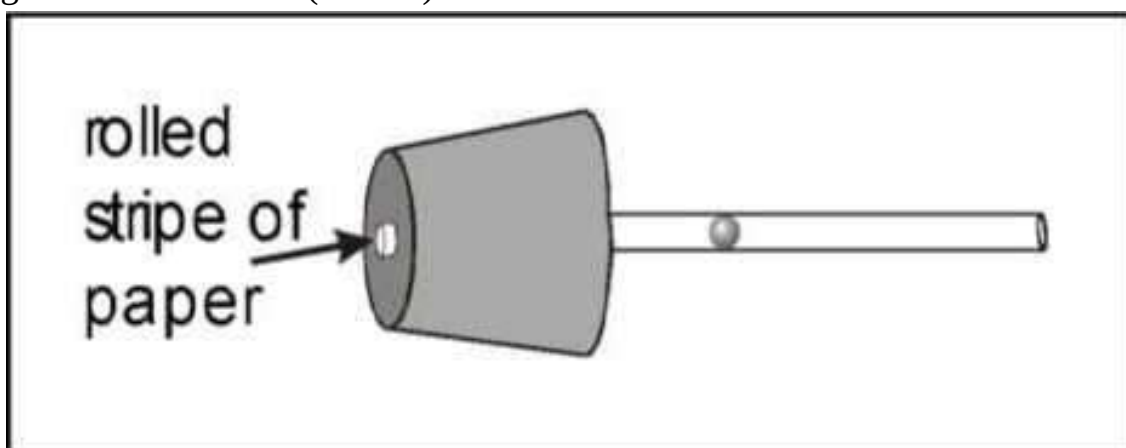
Tajriba qurilmasi

- Shisha trubkani 2-rasmda keltirilganidek tozalang.
- Po'lat zoldirni tozalang.

Eslatma

Faqat presizion shisha trubkani va po'lat zoldirni tozalashgina zoldirning yaxshi ossillyasiyasiga olib keladi.

Shisha trubkani rezina tiqinga o'rnatish. Siz rezina tiqinning oldingi tarafidan jipslagich xalqadan foydalanishingiz mumkin, buni soddagina oddiy qog'oz bilan amalga oshirish mumkin (3-rasm).



3-rasm. Tajribani o'tkazish uchun qulaylik yaratish maqsadida jipslashtiruvchi xalqa sifatida rezina tiqinga kiritilgan qog'oz o'ramidan foydalanish mumkin.

Tajribani o'tkazish tartibi

- Aspiratorning pastki teshigi berk ekanligiga amin bo'ling.
- Presizision shisha trubkali rezina tiqinni aspiratorning yuqorigi teshigiga perpendikulyar qilib joylashtiring
- Agar endi zoldir shisha trubkaga kiritilsa, u idishdagi havo hajmi shakllantirgan havo yostig'ida garmonik tebranishlar bajaradi. Ishqalanish energiyasiga yo'qotishlar muqqarar bo'lgani uchun tebranishlar so'nadi.
- Bir necha marta (masalan 20) tebranishlar davrini T 10 ossillyasiya uchun o'lchang.
- Barometr ko'rsatishi bo'yicha bosim qiymatini yozib oling.
- 1 l hajmli plastik menzurkadan foydalangan holda, idishni suv bilan to'ldirib, aspiratorning hajmini aniqlang. Suvni to'kgandan keyin idishni yaxshilab quriting.

Foydali maslahatlar:

- Tajribani boshlashdan oldin, po'lat zoldirga tegmay, presizision shisha trubkaning yuqorigi uchini kaft bilan berkitish va rezina tiqinli presizision shisha trubkani 4-rasmda keltirilganidek qilib. aspiratordan ajratish kerak.
- Trubkaga ozgina havo miqdorini kiritish orqali, presizision shisha trubkaning yuqorigi uchiga po'lat zoldir o'tishi uchun imkon yaratish kerak.
- Yana qaytadan presizision shisha trubkaning yuqorigi uchini kaft bilan berkitib, rezinali tiqin bilan uni aspiratorga o'rnatish.
- Tajribani boshlash uchun presizision shisha trubkadan qo'llingizni oling.

Presizision shisha trubkadagi po'lat zoldirning muvozanat balandligi (1-rasm) bosimga bog'liq. Agar atmosfera bosimi juda kichik bo'lsa, po'lat zoldir presizision shisha trubkadan aspiratorga tushib ketishi mumkin. Zoldirning aspiratorga tushib ketishini oldini olish hamda tajribani boshlashda mos balandlikni tanlash uchun sterjenli magnitdan foydalanish mumkin (5-rasm)

Tajriba namunasi

Jadval 2. 10 ta ossillyasiya uchun po'lat zoldirning ossillyasiya davri T .

11.5 s	11.7 s	11.7 s	11.1 s	12.0 s
11.9 s	11.6 s	11.0 s	11.5 s	11.2 s
11.5 s	11.8 s	11.4 s	11.5 s	11.5 s
11.5 s	11.6 s	11.7 s	11.3 s	11.5 s

Hajm = 11,5 l

Hisoblashlar va natijalar

Jadval 2. bo'yicha hisoblash, ossillyasiya davri uchun quyidagi qiymatni beradi:

$T = 1.15$ s

Po'lat zoldirning massasi: $m = 16.5$ g

Presizision shisha trubkaning diametri: $d = 16 \text{ mm}$

Trubka ko'ndalang kesimining yuzasi:

$$A = \pi \cdot r^2 = \pi \cdot d^2 / 4 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$$

bosim: $p = 1020 \text{ gPa}$

kolba hajmi: $V = 11.5 \text{ l}$

(XVII) formulaga asosan adiabat ko'rsatgichi: $k = 1.37$

Adabiyotdagi natijalar:

Gaz turi	O ₂	N ₂	havo	CO ₂
k	1.40	1.40	1.40	1.30

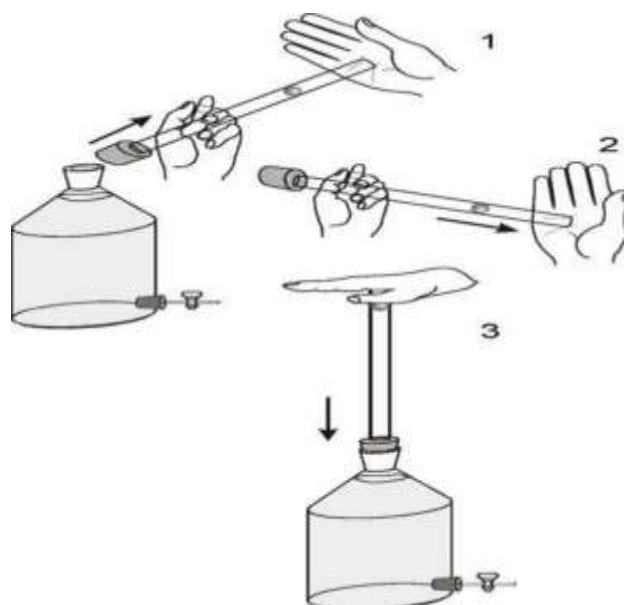
Qo'shimcha ma'lumot

Solishtirma issiqlik sig'imi va mos ravishda adiabat ko'rsatgichi temperaturaga bog'liq. Past temperaturalarda faqat ilgarilanma erkinlik darajalari qo'zg'aladi. Temperatura oshishi bilan ikki aylanma erkinlik darajasi qo'zg'aladi. Va nihoyat keyingi temperatura oshishida molekulalarning tebranma erkinlik darajalari qo'zg'aladi. Tebranishlarda potensial va kinetik energiya mavjudligi sababli, (VI) formula bilan hisoblashda tebranma erkinlik darajasi ikki marta hisobga olinishi kerak. Qo'shimcha tebranma erkinlik darajasi natijasida, molyar issiqlik sig'imi yana bir bor universal gaz doimiysi R qiymatiga ortadi.

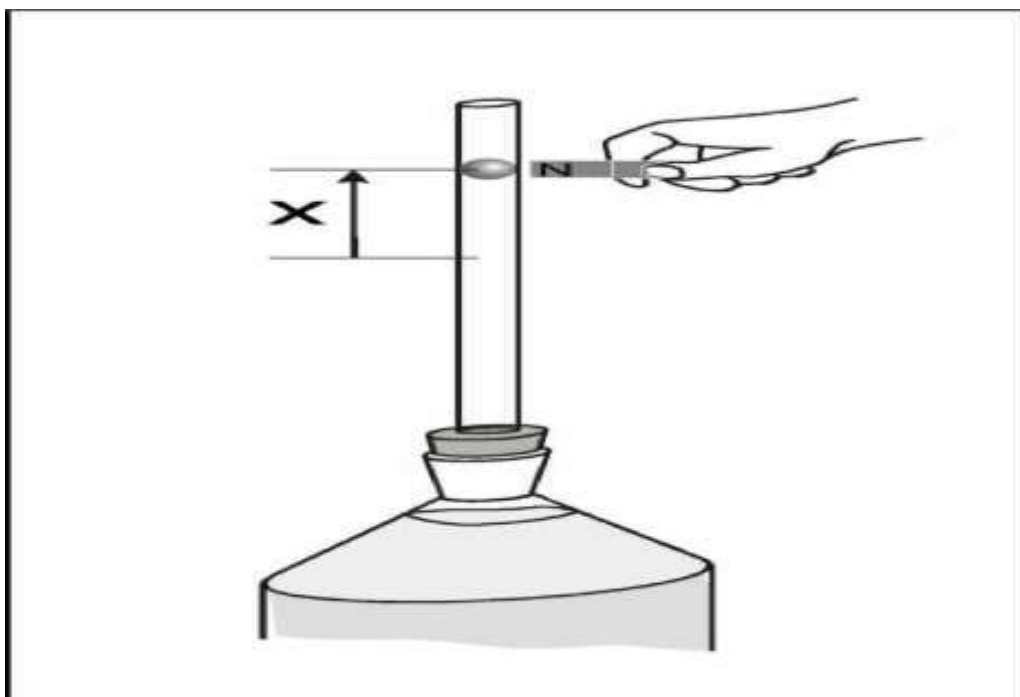
Chiziqli molekula CO_2 to'rtta tebranma erkinlik darajasiga ega. (5-rasm). Tebranishlarning ikkita normal modasi molekulyar o'q bo'ylab va ikkita boshqasi molekulyar o'qqa perpendikulyar amalga oshadi. CO_2 molekulaning qayishayotgan tebranishlari xona temperaturasida qo'zg'aladi va shuning uchun xona temperaturasida hisobga olinishi kerak.

Bu tajriba gazsimon CO_2 bilan o'tkazilishi mumkin. Bunda zoldirni aniqlangan ossillyasiya davrining qiymati quyidagiga teng bo'ladi: $T = 1.2 \text{ s}$ Va shunda $k = 1.26$ adiabat ko'rsatgichiga ega bo'lamiz.

Tovush to'lqinlarining tarqalishi holatlarning adiabatik almashuvidir. Bosimning mahalliy o'zgarishi shunchalik tez amalga oshadiki, bunda hech qanday issiqlik almashuvi bo'lmaydi, ya'ni: $AQ = 0$. Oqibatda adiabat ko'rsatgichi havodagi tovush tezligi uchun Laplas tenglamasiga kiradi. (gazlarda tovush tezligi bo'yicha tajribalarga qarang P1.7.3.4).



4-rasm. Qayta tajribani boshlashning sxematik namoyishi (to'liq tajribani o'tkazish uchun foydali maslahatlarga qarang)



5-rasm. Sterjenli magnitdan(jihozlar ro'yxatiga kiritilmagan) ixtiyoriy holatdan x tajribani boshlashda qanday foydalanishning sxematik namoyishi (batafsil tajribani o'tkazish va foydali maslahatlarga qaran

Uitston ko'prigidan foydalanib qarshiliklarni aniqlash

Tajribalar maqsadi:

- Uitston ko'prigi uchun nol metodni tushunish
- Qarshiliklarni yuqori aniqlik bilan o'lchash

Asosiy ma'lumotlar:

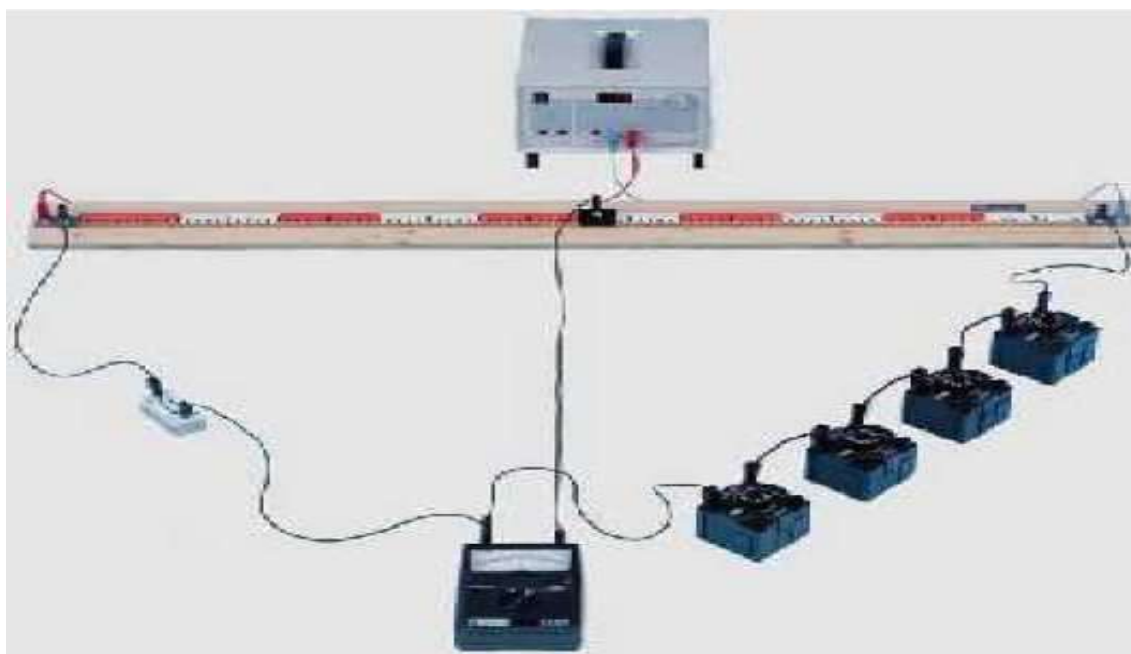
Charlz Uitston tomonidan 1843-yilda kashf etilgan ko'prik seximasi metodi qarshilikni o'lchashning bir imkoniyatini ifodalaydi. Noma'lum qarshilikning qiymati R_x boshqa bir juda yuqori aniqlikda ma'lum bo'lgan R qarshilikning qiymati bilan taqqoslanib katta aniqlik bilan o'lchanishi mumkin. Tajriba paytida uzunligi 1 m va ko'ndalang kesimi o'zgarmas bo'lgan o'tkazgich simga U kuchlanish qo'yiladi. Simning uchlari noma'lum qarshilik R_x ga va qarshiliklari yuqori aniqlik bilan aniq bo'lgan va ketma-ket ulangan o'zgaruvchan qarshilik R ga ulangan (2-rasmga qarang). O'tkazgich simning ustiga o'rnatilgan siljuvchi kontakt simni uzunliklari S_1 va S_2 bo'lgan ikki qisimga ajratadi. Siljuvchi kontakt nul indikator vazifasini bajaruvchi ampermetr orqali R_x va R qarshiliklar tutashgan nuqtaga ulanadi. Agar ampermetr orqali o'tayotgan tok nolga teng bo'lsa

$$R_x = \frac{S_1}{S_2} * R \quad (1)$$

ga teng bo'ladi. Shuning uchun qarshilikni o'lchashning nul balansli usuli qarshilikdan oqayotgan tokdan bog'liq bo'lmaydi va stabillanmagan tok manbayi yordamida ham bajarilishi mumkin. Bu eksperimental konfiguratsiya uchun eng yaxshi o'lchash aniqligiga simmetrik ulash yo'li bilan, ya'ni siljuvchi kontakt o'tkazgich simning o'rtasida joylashganda va shuning uchun S_1 va S_2 qisimlar bir-biriga teng uzunlikka ega bo'lganda yetishish mumkin. U vaqtda

$$R_x = R \quad (2)$$

bo'ladi. Shuning uchun ma'lum bo'lgan qarshilik R ning qiymati imkoni boricha to'g'ri o'lchangan bo'lishi kerak. Chunki aniqlanayotgan R_x qarshilik unga teng bo'ladi. Yuqoridagiga alternativ holda, noma'lum qarshilik (2) tenglama bilan to'g'ridan-to'g'ri o'lchanishi uchun, dastlab siljuvchi kontakt simning teng o'rtasiga joylashtirilishi lozim va o'zgaruvchan R qarshilikning qiymati ampermetr nolni ko'rsatguncha o'zgarib borilishi lozim. Bu holda R qarshilikning qiymati to'g'ridan-to'g'ri izlanayotgan R_x noma'lum qarshilikning qiymatiga teng bo'ladi.



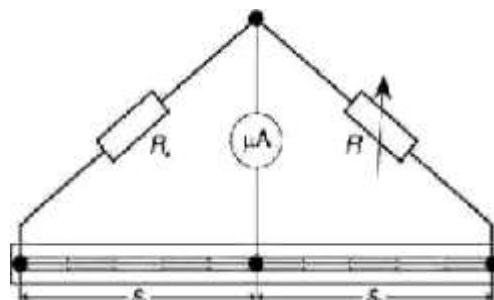
1-rasm. Eksperimental qurilmaning tasviri.

Kerakli asboblari

- 1 Demonstration ko'priki, 1 m ... 53602
- 1 O'lchash resistori 10 Q, 4 W 536121
- 1 O'lchash resistori 100 Q, 4 W 536131
- 1 O'lchash resistori 1 kQ, 4 W 536141
- 1 Qarshiliklar decadi 0 ... 1 kQ 536776
- 1 Qarshiliklar decadi 0 ... 100 Q 536777
- 1 Qarshiliklar decadi 0 ... 10 Q 536778
- 1 Qarshiliklar decadi 0 ... 1Q .. 536779
- 1 DC energiya manbai 0...+/- 15 V 52145
- 1 Galvanometer C.A 403 53113
- 3 Ulash simlari, 50 cm, qora 50128
- 1 Kabel jufti, 1 m, qizil/ko'k 50146

2-rasm. Elektr zanjiri diagrammasi

Tajribalar uchun qurilma (1) va (2) rasmlardagi sxemalarga mos ravishda bo'ladi. Noma'lum qarshilik sifatida qiymati 10 Om bo'lgan rezistorni o'rnatish. Tok manbaidagi kuchlanish qiymati 2 V dan katta bo'lmasligi va qarshiliklar dekadasi o'tayotgan tok kuchi 250 mA dan katta bo'lmasligi lozim.



Tajribalarni o'tkazish tartibi:

S_1 va S_2 larni tanlash bilan nol balansga keltrish:

- Qarshiliklar dekadasi $R = 0.5 \cdot R_x$ qarshilikni o'rnatish.
- DS tok manbaini ulang va unga $U = 1$ V kuchlanishni o'rnatish.
- O'tkazgich simda S_1 va S_2 uzunliklarni shunday o'rnatishki, ampermetr eng sezgir diapazonida $I=0$ A ni ko'rsatsin.
- Qarshiliklar dekadasi R ning qiymatini orttirish va tajribani takrorlash.
- O'lchanishi lozim bo'lgan har xil qiymatli R_x qarshiliklar uchun tajribani takroriy o'tkazish. Qarshiliklar dekadasi R ni tanlash bilan nol balansga keltrish.
- O'tkazgich simda S_1 va S_2 uzunliklarni aniq 50 sm dan qilib siljuvchi kontaktni o'rnatish.
- Qiymati 10 Om bo'lgan o'lchanadigan qarshilik R_x ni sxema bo'yicha ulang va unga mos R ni qarshiliklar dekadasi o'rnatish.
- Tok manbaining kuchlanishini 1 V ga o'rnatish.
- Qarshiliklar dekadasi R ni shunday tanlangi ampermetr eng kichik diapazonida $I=0$ A ni ko'rsatsin.
- R_x va R larning qiymatini yozib oling.
- O'lchanishi lozim bo'lgan har xil qiymatli R_x qarshiliklar uchun tajribani takroriy o'tkazish.

O'lchash misollari va ularning tahlili

S_1 va S_2 larni o'rnatish bilan nul balanslash

1-jadval. O'lchash razistori 10 Om

R	R	S_1	S_2	S_2
Q	Q	cm	cm	Q

10 +2%	3.00	77.1	22.9	10.1
	5.00	67.0	33.0	10.2
	10.0	50.0	50.0	10.0
	15.0	40.0	60.0	10.0
	20.0	34.0	66.0	10.3
	30.0	26.0	74.0	10.5

2-jadval. O'lchash razistori 100 Om

R_x Q	R Q	$S1$ cm	$S2$ cm	«* =!•« Q
100 +2%	30.0	77.3	22.7	103
	50.0	67.0	33.0	102
	100	51.0	49.0	104
	150	41.0	59.0	104
	300	26.0	74.0	105

3-jadval. O'lchash razistori 1k Om

R_x Q	R Q	$S1$ cm	$S2$ cm	$S2$ Q
1000 +2%	300	77.0	23.0	1004
	500	66.7	33.3	1002
	1000	50.0	50.0	1000
	2000	33.2	66.8	994
	3000	24.8	75.2	989

Qarshiliklar dekadini o'rnatish bilan nul balanslash

4-jadval. Qarshiliklar dekadi yordamida o'lchashlar

R_x , Om	R , Om

10+ 2%	10.0
100 + 2%	101
1000 ± 2%	996

Taqasimon magnit maydonida tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchni o'lchash

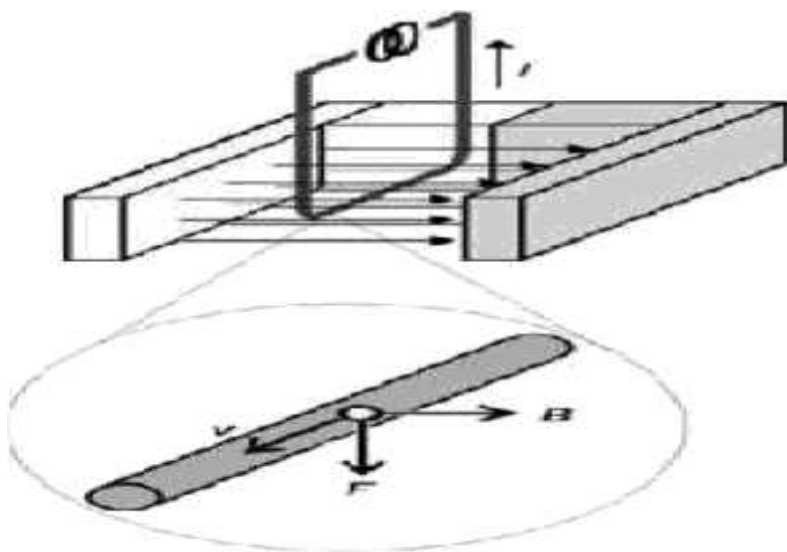
Tajribaning maqsadlari

- Taqasimon magnit maydonida tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchni tok kuchining funksiyasi sifatida o'lchash.
- Taqasimon magnit maydonida tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchni o'tkazgich uzunligining funksiyasi sifatida o'lchash.
- Taqasimon magnit maydonida tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchni magnit maydoni va tok yo'nalishi o'rtaidagi burchakning funksiyasi sifatida o'lchash.
- Magnit maydonini hisoblash.

Asosiy ma'lumotlar

Magnit induksiyasi, yoki soddaroq qilib aytganda magnit maydoni **B** vector kattalik hisoblanadi. B magnit maydonida v tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadga tezlikning kattaligi va yo'nalishidan hamda magnit maydoni kuchlanganligidan va yo'nalishidan bog'liq bo'lgan kuch ta'sir etadi. Bu kuchni topish uchun quyidagi munosabatdan foydalaniladi

$$\mathbf{F} = q * (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$



Mavzu rasmi: magnit maydonida tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchning sxemali ko'rinishi.

Lorents kuchideb ataluvchi **F** kuch ham vector kattalik bo'lib u **v** va **B** lar bilan aniqlanadigan tekislikka perpendikulyar ravishda tasir etadi.

Tokli o'tkazgichga magnit maydonida ta'sir etayotgan kuchni tokni hosil qiluvchi va shu maydonda harakatlanayotgan individual zaryad tashuvchilarga ta'sir

etuvchi kuch komponentlarining yig'indisi deb tushunish mumkin. (1) tenglamaga asosan Lorents kuchi v dreif tezlik bilan harakatlanayotgan har bir individual q zaryadga ta'sir etadi. To'g'ri o'tkazgich uchun bu umumiy kuch

$$F = q * nAs * (v \times \beta) \quad (2)$$

Bu yerda n - zaryad tasuvchilarning zichligi, A - o'tkazgichning kondalang kesimining yuzasi, s - o'tkazgichning magnit maydonida joylashgan qismining uzunligi.

Umumiy holda o'tkazgich kesimining yo'nalishini ko'rsatuvchi s vektorni kiritish qulay hisoblanadi. Bundan tashqari $q n A v$ ko'paytma I tok kuchiga teng. Shunday qilib magnit maydonining tokli o'tkazgichga segmentiga ta'sir etuvchi kuchi quyidagi tenglamadan topiladi

$$F = I * (s \times \beta) \quad (3)$$

Bu kuchning absolyut qiymati quyidagi tenglamadan topiladi

Bu yerda α - magnit maydoni vat ok kuchi yo'nalishi orasidagi burchak. Bu tajribada 20 A gacha tok o'tkazadigan to'g'ri to'rt burchak shaklidagi otkazgich halqa taqasimon magitning gorizontal maydoniga joylashtiriladi. Otkazgichning gorizontal qismiga ta'sir etuvchi kuch o'lchanadi. Otkazgichning ikki vertical qismiga ta'sir etuvchi kuchlar o'zaro kompensatsiyalanadi. O'tkazgich halqa kuch sensoriga ulanadi. U egilgan qismga ega bo'lib unga o'lchash asbobiga biriktiriladi. Bu elementlarning elektr qarshiligi o'zgartirilishi mumkin. Qarshilikdagi o'zgarish hosil bo'ladigan kuchga to'g'ri proportsional. Unga ulangan dinamometr qarshilikdagi o'zgarishni o'lchaydi va unga mos kuchni ko'rsatadi.

Kerakli asboblari

Asboblari	Kodi
1 Taqasimon magnit	510 21
1Kuch sensori	314 261
1 O'tkazgich halqalar to'plami	516 34
1 O'tkazgich halqalarlar uchun taglik	314 265
1 Dinamometr	314251
1 Ko'p o'zakli ulash kabeli, 6-qutb	501 16
1 Yuqori energiyali manba	52155
1 Kichik shtativ, V-shaklida	300 02
1 SHtativ tayoqchasi, 47 cm	300 42

1 Leybold ko'putgich 301 01

Ko'ndalang kesimi 2.5 mm² bo'lgan ulash kabellari

Eksperimental qurilma va tajribalarni o'tkazish

Eslatmalar: O'lchanayotgan kattalikning qiymati juda kichik bo'lganligi sababli o'lchashlarga tashqi ta'sirlar oson xalaqitberishi mumkin. Atrofdagi temperaturaning o'zgarishidan, siljishlardan va taqillashlardan saqlaning.

Dinamometr tajribalarning boshlanishidan kamida 15 minut qizdirilishi lozim. Dinamometrni ulanga kuch sensori bilan qurilma orqa tarafidagi asisiy kalit yordamida qoshing. 20 A tokni o'tkazgich halqadan va ta'minlash manbaidan faqat qisqa muddat (bir necha minut) o'tkazish mumkin. Taqasimon magnitning magnit maydoni bir jinsli emas.

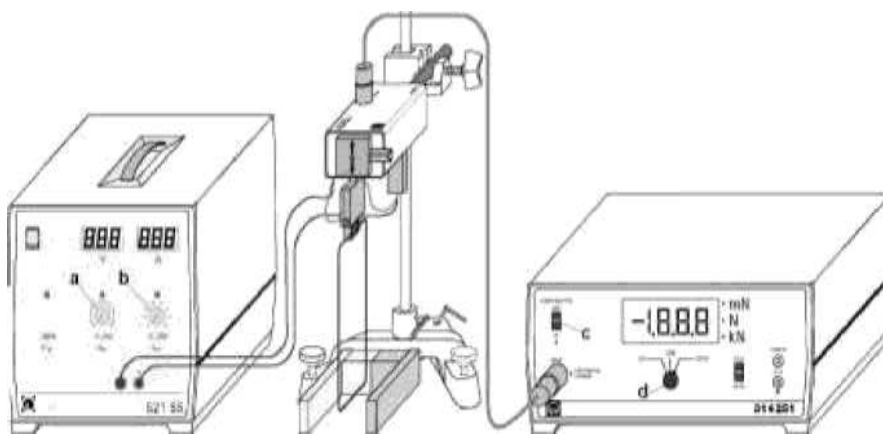
Barcha tajribalar uchun o'tkazgich halqani taqasimon magnit qo'llari o'rtasida shunday joylashtiringki, magnit maydonining ta'siri imkoni boricha bir jinsli bo'lsin.

-1 - pasmda ko'rsatilgandek qurilmani yig'ing.

-Qisqa tutashuv bo'lmasligi uchun o'tkazgich halqa uchun taglik kabelining izolyatsiyalanmagan qismi tegib qolmasligiga ishonch hosil qiling.

Dinamometr o'lchash diapozonining kalitini 2000 ga o'rnatish.

Tajribalar faqatgina tor qismga ega bo'lmagan o'tkazgich halqalardan foydalanib o'tkaziladi. Tokni o'rnatishning eng oson yoli tokni control qilish knopkasi (b) dan foydalanib bajarilishi mumkin. Kuchlanishni control qilish knopkasi (a) hamma vaqt o'ng tarafga burilgan holda turadi.



1-rasm. Magnit maydonida tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchni o'lchash qurilmasi.

a) Tokning funksiyasi sifatidagi o'lchashlar

-Dastlab kengligi 8 sm bo'lgan o'tkazgich halqani kuch sensoriga ulang.

-Tokni control qilish (b) knopkasini hamma vaqt chap tarafga burilgan holda va kuchlanishni control qilish knopkasi (a) ni hamma vaqt o'ng tarafga burilgan

holda o'rnatish. Keyin yuqori tok manbaini qo'shing.

-Dinamometrning nol nuqtasini kompensatsiyalash uchun SET pozitsiyasida COMPENSATION kalitini (c) tanlang.

-Tokni control qilish knopkasi (b) yordamida tokni 2 A qadam bilan 20 A gacha oshiring. Tokning har bir qiymati uchun dinamometrda kuchni yozib oling va bu qiymatlarni tajriba kitobingizga yozing.

-Tok kuchini $I = 0$ A ga o'rnatish va kuchning nol nuqtasini tekshiring.

b) O'tkazgich uzunligining funksiyasi sifatidagi o'lchashlar

-Dastlab kengligi 4 sm bo'lgan o'tkazgich halqani kuch sensoriga ulang.

-Dinamometrning nol nuqtasini kompensatsiyalash uchun SET pozitsiyasida COMPENSATION kalitini (c) tanlang.

-Tok kuchini $I = 20$ A sathga o'rnatish, Tokning bu qiymati uchun dinamometrda kuchni yozib oling va bu qiymatlarni tajriba kitobingizga yozing.

-Tok kuchini $I = 0$ A ga o'rnatish va kuchning nol nuqtasini tekshiring.

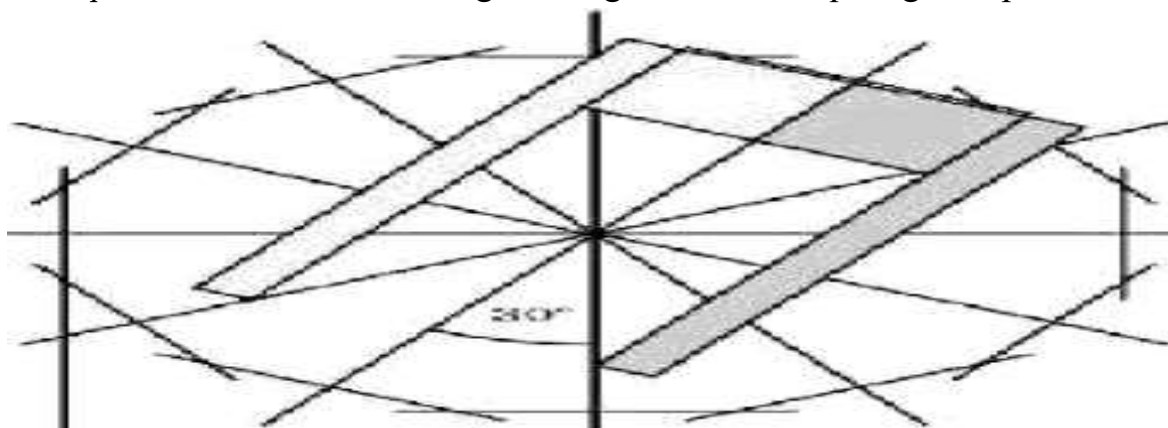
-Tajribani 2 sm li o'tkazgich halqa uchun takrorlang.

C) Magnit maydoni va tokning yo'nalishlari orasidagi burchakning funksiyasi sifatidagi o'lchashlar

Rekomendatsiya: magnit maydonining bir jinslilikmasligini kompensatsiyalash uchun va xususiy aylanish burchagini o'rnatish uchun moslama yasang (1-rasmga qarang) . Bu moslama taqasimon magnitni kerakli holda joylashtirishni osonlashtiradi va aniqlashtiradi

Tokni control qilish tugmasini chap tarafga buring va 4 sm kenglikdagi o'tkazgich halqani kuch sensoriga ulang.

Moslamaning o'tkazgich halqaning o'rtiga shunday joylashtiringki, moslamaning markazi o'tkazgich halqaning gorizontal qismining o'rtasiga joylashsin va moslama chiziqlaridan biri o'tkazgich gorizontal qismiga parallel bo'lsin.



2 - rasm. Taqasimon magnitni kerkli holda joylashtirish uchun moslamadan foydalanish.

Taqasimon magnitni shunday joylashtiringki, magnit maydon va o'tkazgich gorizontal qismi parallel bo'lsin.

Dinamometrning nol nuqtasini kompensatsiyalash uchun SET pozitsiyasida COMPENSATION kalitini (c) tanlang.

Tok kuchi sathini $I = 10$ A qilib o'rnatib.

Magnitni 30° burchakli qadam bilan 360° gacha buring va har bir burchak uchun dinamomtrdan kuchni yozib oling.

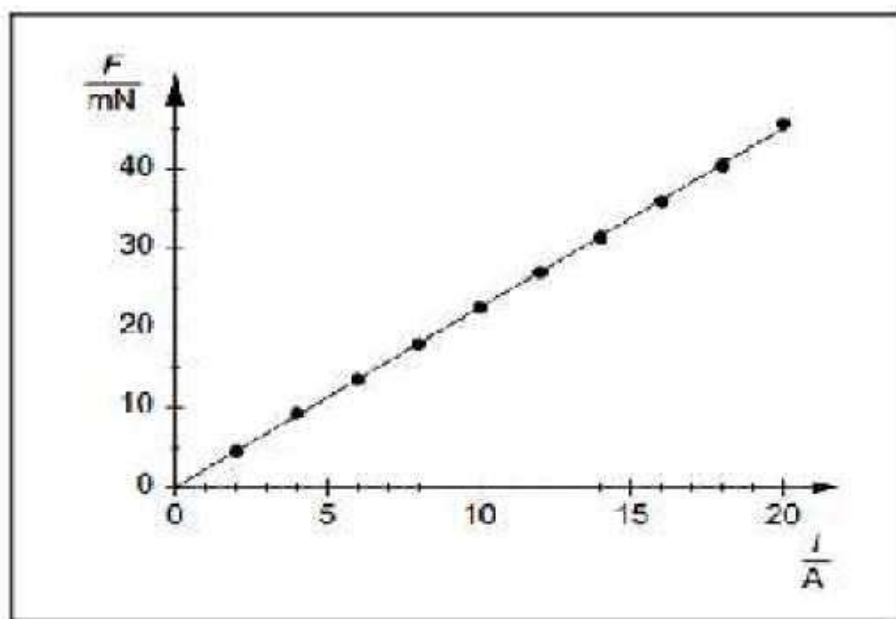
Tok kuchini $I = 0$ A ga ornating va kuchning nol nuqtasini tekshiring.

a) Tokning funksiyasi sifatidagi o'lchashlar

O'lchash misollari va hisoblashlar

1 - jadval. F kuch tok kuchining funksiyasi sifatida ($s = 8$ sm)

I A	F mN
0	0.0
2	4.5
4	9.3
6	13.5
8	18.0
10	22.5
12	27.0
14	31.4
16	35.9
18	40.4
20	45.6



3-rasm. Tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi F kuch I tok kuchining funktsiyasi sifatida (1-jadvalga qarang)

3 - rasmdagi grafikda o'lchangan tajribada qiymatlar qiyaligi quyidagicha bo'lgan to'g'ri chiziqni ko'rsatadi

$$\frac{F}{I} = 2.26 \frac{mN}{A}$$

$\sin 90^\circ = 1$ ni hisobga olsak (4) tenglama bizga magnit maydoni uchun quyidagi qiymatni beradi

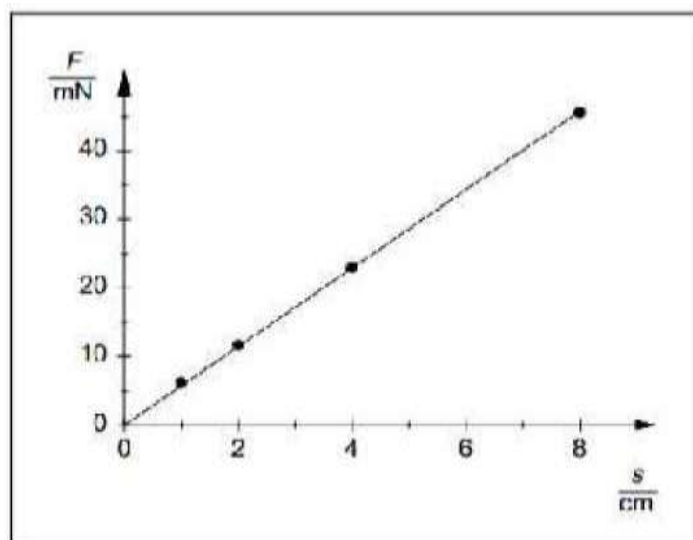
$$B \frac{F}{I * S} = \frac{2.26 mN}{A * 0.8m} = 28.5 mT$$

Berilgan uzunlikdagi o'tkazgich uchun kuch va tok kuchi o'rtasidagi chiziqli munosabat tenglamalar natijalarini tasdiqlaydi.

b) O'tkazgich uzunligining funktsiyasi sifatidagi o'lchashlar

2 - jadval. F kuch o'tkazgich uzunligi s ning funktsiyasi sifatida ($I = 20 A$)

5 sm	F mN
8	45.6
4	23.0
2	11.7
1	6.2



4-rasm. Tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi F kuch o'tkazgich uzunligi s ning funksiyasi sifatida (2-jadvalga qarang)

4-rasmdagi grafikda o'lchangan tajribada qiymatlar koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqni ko'rsatadi

$$\frac{F}{S} = 572 \frac{mN}{m}$$

Magnit maydoni uchun quyidagi qiymatni hosil qilamiz

$$B = \frac{F}{s * I} = \frac{57 \text{ mN}}{m * 20 \text{ A}} = 28.6 \text{ mN}$$

Berilgan tok kuchi uchun kuch va o'tkazgich uzunligi o'rtasidagi chiziqli munosabat berilgan tenglamalar natijalarini tasdiqlaydi.

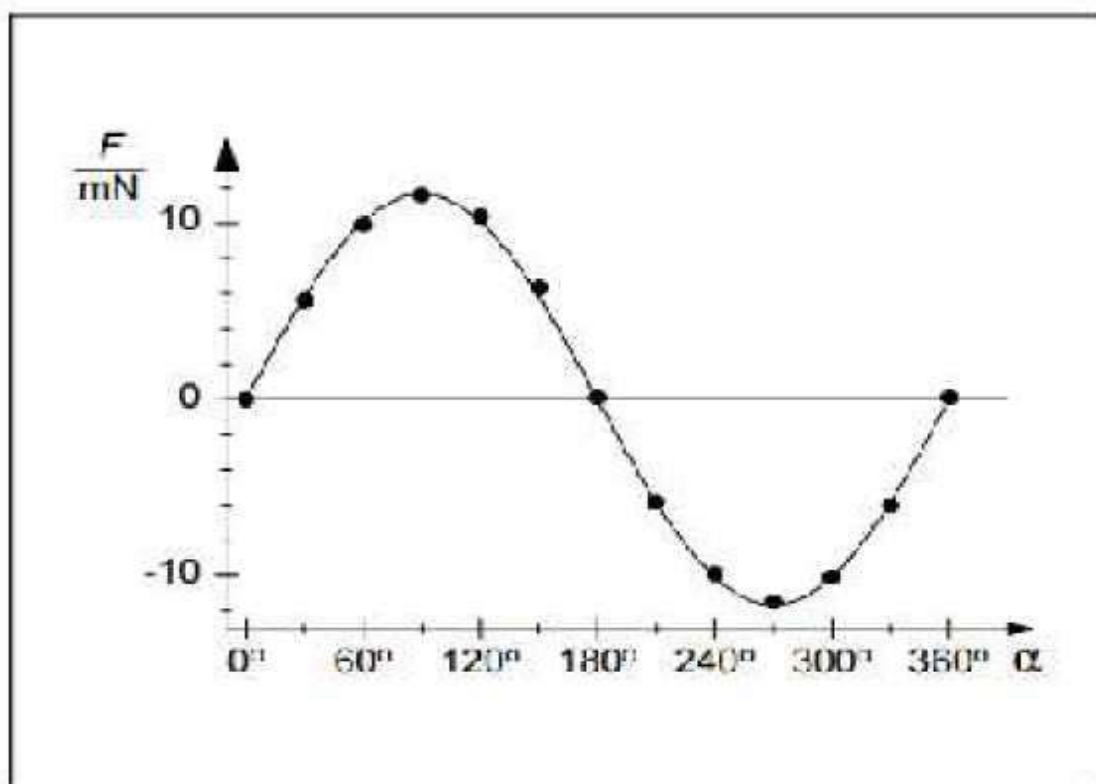
a) Magnit maydoni va tokning yo'nalishlari orasidagi burchakning funksiyasi sifatidagi o'lchashlar

3 - jadval. F kuch a burchakning funksiyasi sifatida ($s = 4 \text{ sm}$)

5-rasm. Tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi F kuch magnit maydoni va tokning o'rtasidagi α burchakning funksiyasi sifatida (3-jadvalga qarang)

5 - rasmdagi grafikda tajribada o'lchangan qiymatlar sinusoidal egri chiziq bo'lib tenglamalardan $B = 28.5 \text{ mT}$ magnit maydoni uchun hisoblangan natijalarni tasdiqlaydi

	F
	mN
0	0.0
30	5.6
60	9.9
90	11.6
120	10.4
150	6.3
180	0.1
210	-5.8
240	-9.9
270	-11.5
300	-10.1
330	-6.0
360	0.1



To'g'ri o'tkazgich va aylanma halqaning magnit maydonini o'lchash

Tajribalarning maqsadi

- To'g'ri o'tkazgich va aylanma halqaning magnit maydonini tok kuchining funksiyasi sifatida o'lchash.

-To'g'ri o'tkazgich magnit maydonini o'tkazgich o'qidan hisoblanadigan masofaning funksiyasi sifatida o'lchash.

-Aylanma halqa shaklidagi o'tkazgich vagnit maydonini halqa radiusining funksiyasi sifatida va halqa o'qi ustida halqa markazidan masofaning funksiyasi sifatida o'lchash.

Asosiy ma'lumotlar

Bio - Savar qonuniga asosan I tok o'tayotgan o'tkazgich atrofidagi P nuqtadagi magnit maydoni o'tkazgichning cheksiz kichik qismlarining magnit maydonlarining ulushlarining yig'indisidan iborat bo'ladi

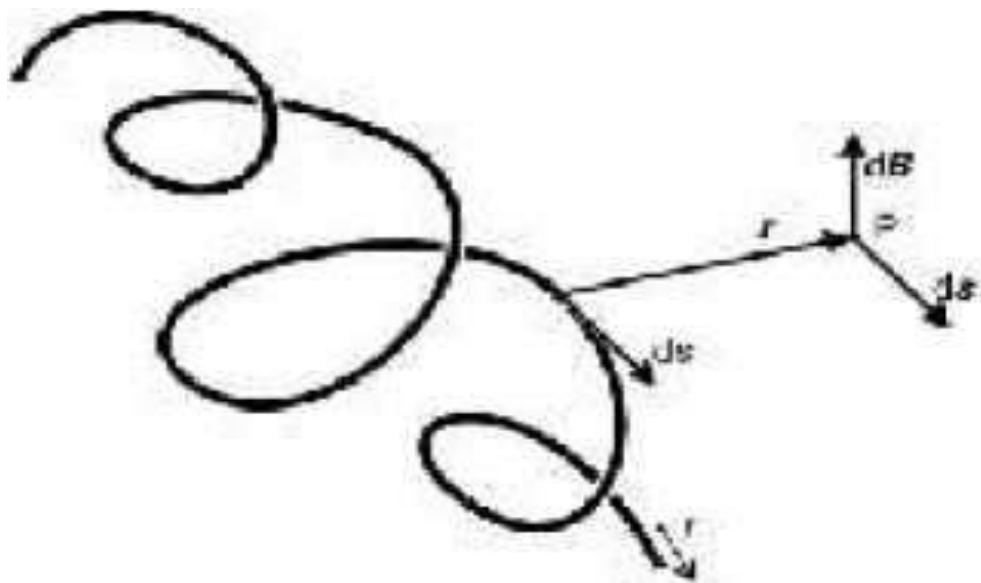
$$dB = \frac{\mu_o}{4\pi} * \frac{I}{r^2} ds \times \frac{r}{r} \quad (1)$$

$$\mu_o = 4\pi * 10^{-7} \frac{Vs}{Am} \text{ magnit doimiysi}$$

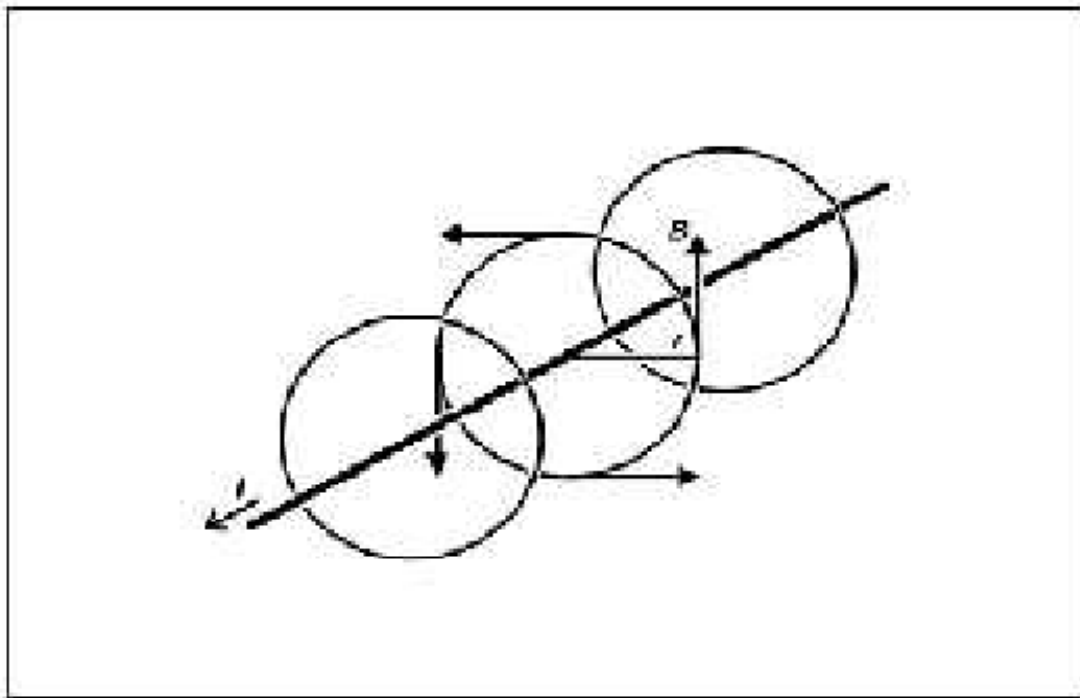
O'tkazgichning uzunligi va yo'nalishi ds vector yordamida ifodalanadi. O'tkazgichning kichik qismidan P nuqtaga o'tkazilgan radius vector **r** orqali berilgan (1- rasmga qarang). Shuning uchun umumiy magnit maydon integral hisob yordamida aniqlanadi. Bu holda analitik yechim faqat ma'lum simmetriyaga ege bo'lgan o'tkazgichlar uchun hisoblanishi mumkin bo'ladi. Masalan cheksiz uzun o'tkazgichning magnit maydoni o'tkazgich o'qidan r masofada

$$dB = \frac{\mu_o}{4\pi} * I * \frac{z}{r} \quad (2)$$

va maydon kuch chiziqlari silindr o'qi atrofida konsentrik shaklda bo'ladi. (2- rasmga qarang)



1 - rasm. Tokli o'tkazgich magnit maydonini integral usulda hisoblash.



2 - rasm. Cheksiz uzun tokli to'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni.

Kerakli asboblari

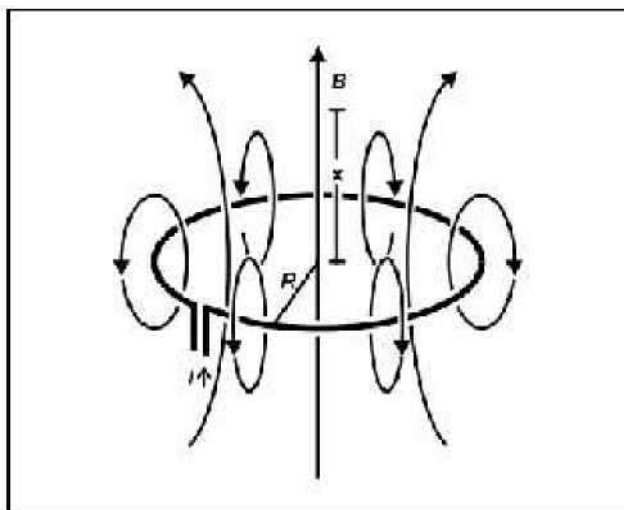
Asboblari	Kodi
1 4 o'tkazgichlar to'plami .	. . . 516 235
1 teslameter.....	. . . 516 62
1 axial B-probe	. . . 516 61
1 tangential B-probe	. . . 516 60
1 ko'p o'zakli kabel, 6-qutb	. . . 501 16
1 yuqori energiyali manba..	. . . 521 55
1 kichik optic ctol	. . . 460 43
1 shtepsel elementlari tutgichi	. . . 460 21
2 Leybold ko'ptutgich.....	. . . 301 01
1 shtativ, V-shaklda, 28 cm	. . . 300 01
1 ikki-yo'lli adapterlar to'plami	501 644
Ulash kabellari, 0 2.5 mm ²	

Radiusi R bo'gan aylanma halqa shaklidagi o'tkazgichning aylana o'qi ustida halqa markazidan x masofadagi nuqtaning magnit maydoni

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} * I * 2\pi * \frac{R^2}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (3)$$

Uning maydon kuch chiziqlari aylana o'qiga parallel bo'ladi. (3-rasmga qarang)

Bu tajribada yuqorida qayd etilgan o'tkazgichlarning magnit maydoni mos ravishda aksial yoki tangensial B-probe metodi yordamida o'lchanadi. B-probe ning Xoll datchigi yupqa plastinka shaklida bo'lib, u magnit maydonining o'z yuzasiga perpendikulyar bo'lgan komponentalariga sezgir bo'ladi. Shuning uchun magnit maydoni kuchlanganligining nafaqat qiymatini balki uning yo'nalishini ham aniqlash mumkin. To'g'ri o'tkazgich uchun magnit oqimi zichligi B ning r masofadan bog'liqligi o'rganiladi, aylanma shakldagi otkazgich uchun esafazoviy koordinata x dan bog'liqligi o'rganiladi. Bundan tashqari, magnit maydon induksiyasi B va tok kuchi I o'rtasidagi proportsionallik ham tekshirib ko'riladi.



3-rasm. Aylanma halqa shaklidagi o'tkazgichning magnit maydoni.

Eksperimental qurilma va tajribalarni o'tkazish

a) To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni.

Eksperimental qurilma 4 - rasmda tasvirlangan.

- Kichik optik qurilmani shtativga o'rnatish va uni gorizantal xolatda joylashtirish.
- (a) shtepsel uchun tutgichni Leyboldga maxkamlang.
- To'g'ri o'tkazgich uchun tutgichni maxkamlang , to'g'ri o'tkazgichni unga o'rnatish va katta tokli manbaga ulang.
- Tangensial B-probe ni teslametrga ulang va teslametrni nolini o'rnatish (teslametr

uchun ko'rsatmalarga qarang)

- Tangensial B-probe ning chap uchini Leyboldga shkalada 50.0 sm belgiga To'g'irlab va to'g'ri o'tkazgich o'rtasining balandligiga to'g'irlab o'rnatib.
- To'g'ri o'tkazgichni Xoll datchigi tomon deyarli unga tegadigan darajada yaqin qilib o'rnatib.(S=0 bo'lsin)
- Tok kuchi I ni har 2 A qiymatga 0 A dan, 20 A gacha oshiring. Har safar B magnit maydonini o'lchang, qiymatini yozib oling.
- I=20 A ga B-probe ni unga tomon qadam-ba qadam siljiting, B magnit maydonini masofaning funksiyasi sifatida o'lchang va qiymatlarini yozib oling.

b) Aylanma xalqa shaklidagi o'tkazgichning magnit maydoni Eksperimental qurilma 5-rasmda tasvirlangan.

-To'g'ri o'tkazgich uchun tutgichni o'tkazgich halqa uchun adapter bilan almashtiring va unga diametric 40 mm bo'lgan o'tkazgich halqani biriktiring.

-Otkazgich halqani ulash kabllari yordamida tutgichning (a) shlepselli elementining pozetkalariga ulang.

-Aksial B-probe ni teslametrga ulang va teslametrning nolini o'rnatib (teslametr uchun ko'rsatmalarga qarang)

- Aksial B-probe ni Leybold ga chap uchi 70.0 sm shkala belgisiga to'g'irlab joylashtiring. B-probe ni o'tkazgich halqa markaziga to'g'rilab joylashtiring.

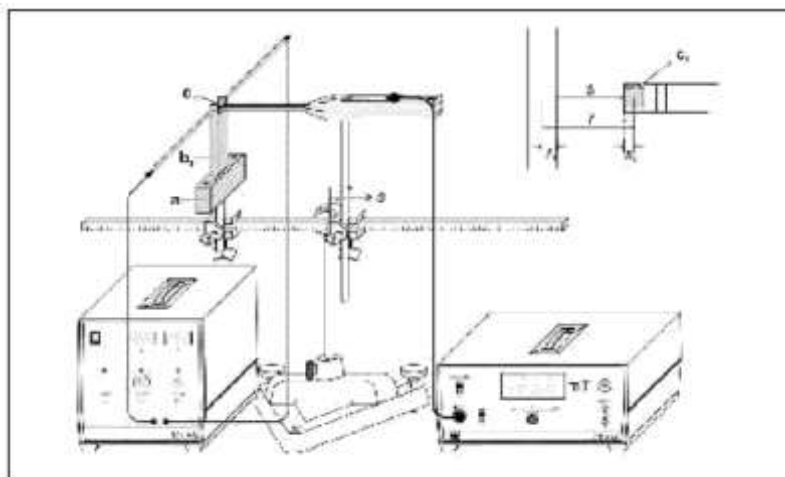
- O'tkazgich halqani imkoni boricha Xoll datchigiga aniq joylashtiring.

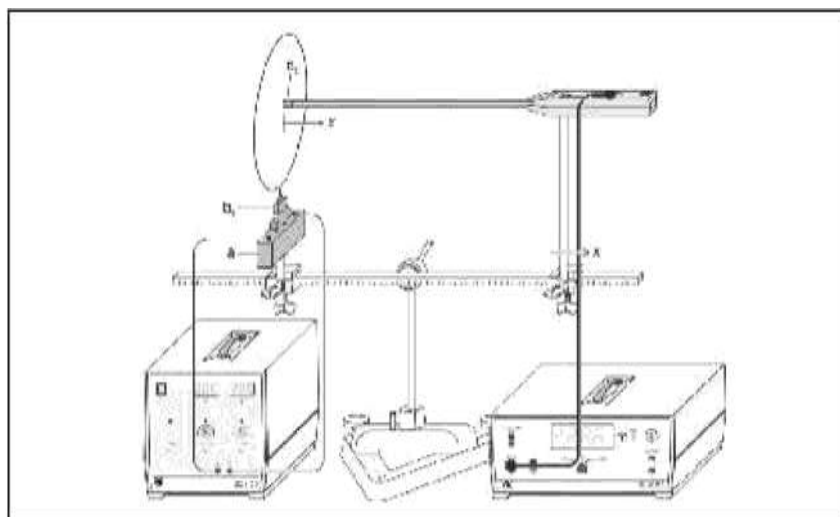
- I tok kuchini har safar 2 A qiymatga 0 A dan to 20 A qiymatgacha oshiring. Har safar magnit maydonini o'lchang va qiymatini yozib oling.

- I=20 A da B- probni chap tarafga va ong tarafga qadam - baqadam siljiting, har safar magnit maydonini o'lchang, ya'ni magnit maydonini fazoviy koordinata x ning funksiyasi sifatida o'lchang. O'lchagan qiymatlarni yozib oling.

-40 mm li o'tkazgich halqani 80 mm li o'tkazgich halqa bilan almashtiring va keyin 120 mm li o'tkazgich halqa bilan almashtiring. Barcha hollarda magnit maydonini fazoviy koordinata x ning funksiyasi sifatida o'lchang.

4- rasm. To'g'ri o'tkazgichning magnit maydonini o'lchash uchun eksperimental qurilma.





5- rasm. Aylanma halqa shaklidagi o'tkazgichning magnit maydonini o'lchash uchun eksperimental qurilma.

Tajriba misollari

a) To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni.

1- jadval. To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni tok kuchining funksiyasi sifatida(s masofa = 0)

I, A	B, mT
0	0.00
2	0.13
4	0.27
6	0.40
8	0.51
10	0.64
12	0.76
14	0.91
16	1.025
18	1.15
20	1.28

2-jadval. To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni o'tkazgich yuzasi va B-probe o'rtasidagi masofa s ning funksiyasi sifatida ($I = 20 A$)

b) Aylanma halqa shaklidagi o'tkazgichning magnit maydoni

r , mm	B , mT
0	1.28
1	0.97
2	0.77
3	0.64
4	0.55
5	0.48
6	0.43
7	0.395
8	0.35
9	0.33
10	0.31
15	0.21
20	0.17
25	0.14
30	0.11
40	0.085

3-jadval. 40 mm li aylanma halqa magnit maydoni I tok kuchining funksiyasi sifatida

I , A	B , mT
0	0
2	0.07
4	0.13
6	0.19
8	0.26
10	0.32
12	0.38
14	0.45
16	0.51
18	0.58
20	0.64

4-jadval. Aylanma halqalarning magnit maydoni x masofaning funksiyasi sifatida

x , mm	B , mT	X , mm	B , mT	X , mm	B , mT
$2R = 40$ mm		$2R = 80$ mm		$2R = 120$ mm	
-10	0.005	-10	0.015		
-7.5	0.015	-9	0.02		
-5	0.035	-8	0.03		
-4	0.06	-7	0.04	-9	0.04
-3	0.11	-6	0.05	-7.5	0.06
-2.5	0.14	-5	0.08	-6	0.08
-2	0.21	-4	0.11	-4.5	0.11
-1.5	0.33	-3	0.16	-3	0.15
-1	0.45	-2	0.23	-1.5	0.19
-0.5	0.58	-1	0.29	0	0.21

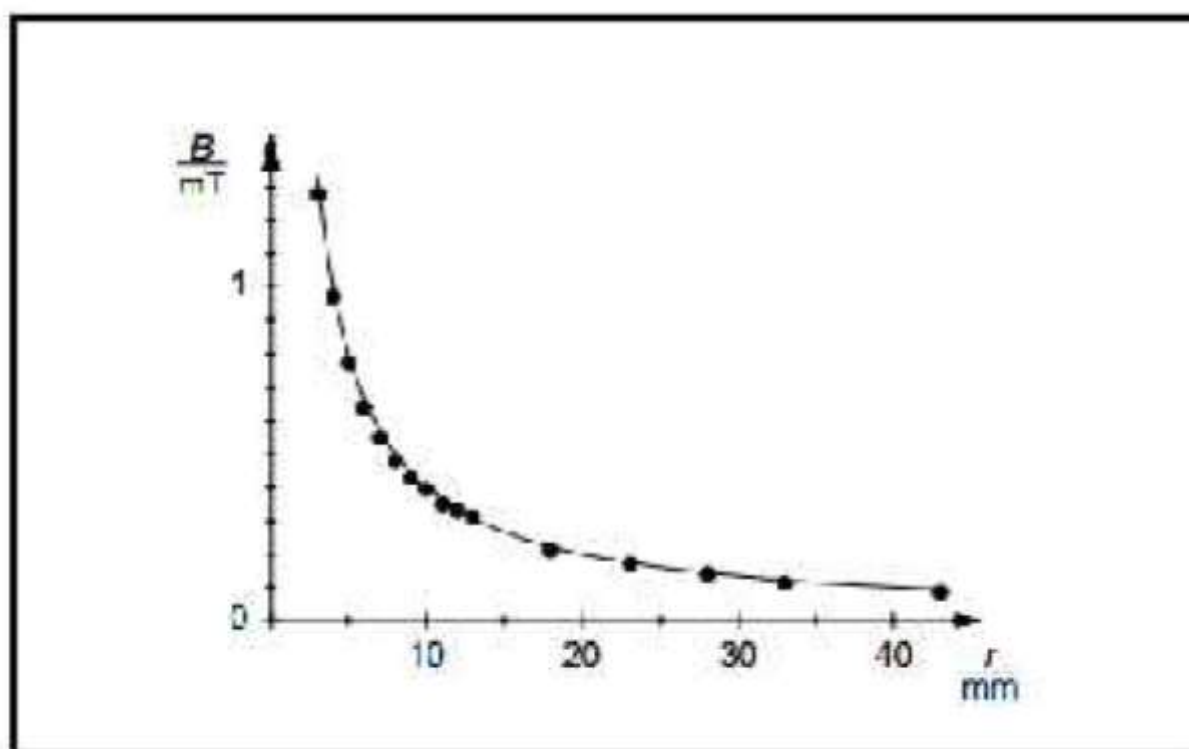
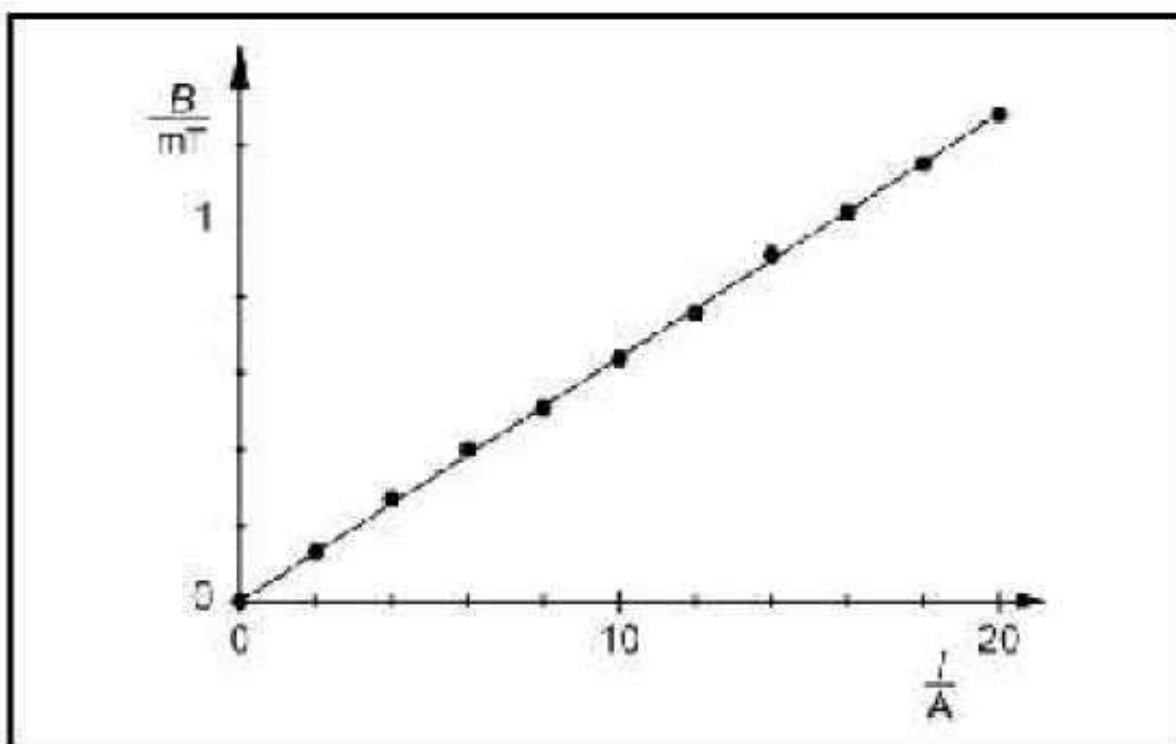
0	0.64	0	0.32	1.5	0.19
0.5	0.58	1	0.3	3	0.15
1	0.46	2	0.24	4.5	0.11
1.5	0.32	3	0.17	6	0.07
2	0.22	4	0.11	7.5	0.05
2.5	0.15	5	0.08	9	0.03
3	0.1	6	0.05		
4	0.05	7	0.04		
5	0.035	8	0.025		
7.5	0.01	9	0.02		
10	0.005	10	0.015		

Hisoblashlar va natijalar

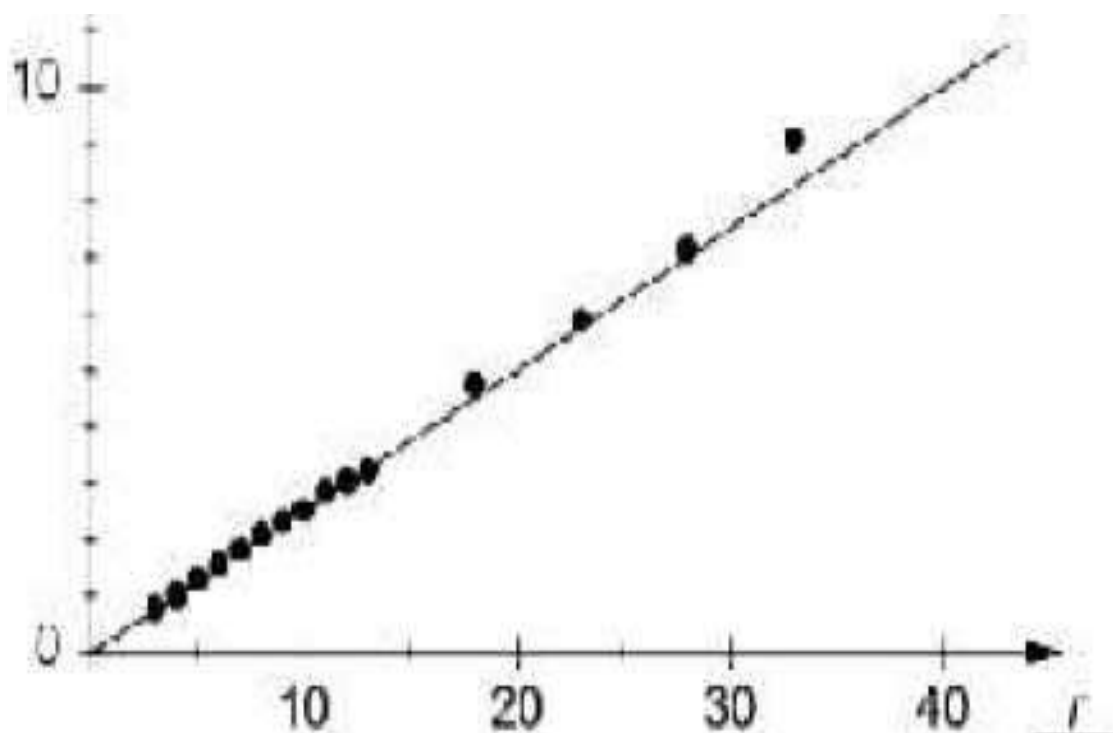
c) To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni.

B magnit maydonining I tok kuchidan bog'liqligi 6 - rasmda grafik ravishda ko'rsatilgan. O'lchash aniqligi chegarasida o'lchangan qiymatlar (1-jadvalga qarang) grafikning koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziq ustida yotadi, ya'ni B magnit maydoni I tok kuchiga to'g'ri proporsional bo'ladi. 7-rasmda 2-jadvaldagi o'lchangan qiymatlar grafik ravishda ko'rsatilgan. O'tkazgichning yuzasi va B-probe ning uchi o'rtasidagi masofaning jadvalda berilgan qiymatlari (1) tenglamadagi o'tkazgich o'qidan boshlab hisoblangan masofadan farq qilishi fakti inobatga olingan. Bu farq $r_s = 3$ mm bo'lib, u to'g'ri o'tkazgich radiusi $r = 2$ mm va B-probe ning uchi bilan Xoll datchigi markazi orasidagi masofa $s_o = 1$ mm larning yig'indisidan iborat. (4-rasmga qarang). 4-rasmda chizilgan grafik (1) tenglama yordamida $I = 20$ A tok uchun hisoblangan. 8-rasmda ko'rsatilgan grafikda u koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqqa mos keladi.

6-rasm. To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni tok kuchining funksiyasi sifatida.



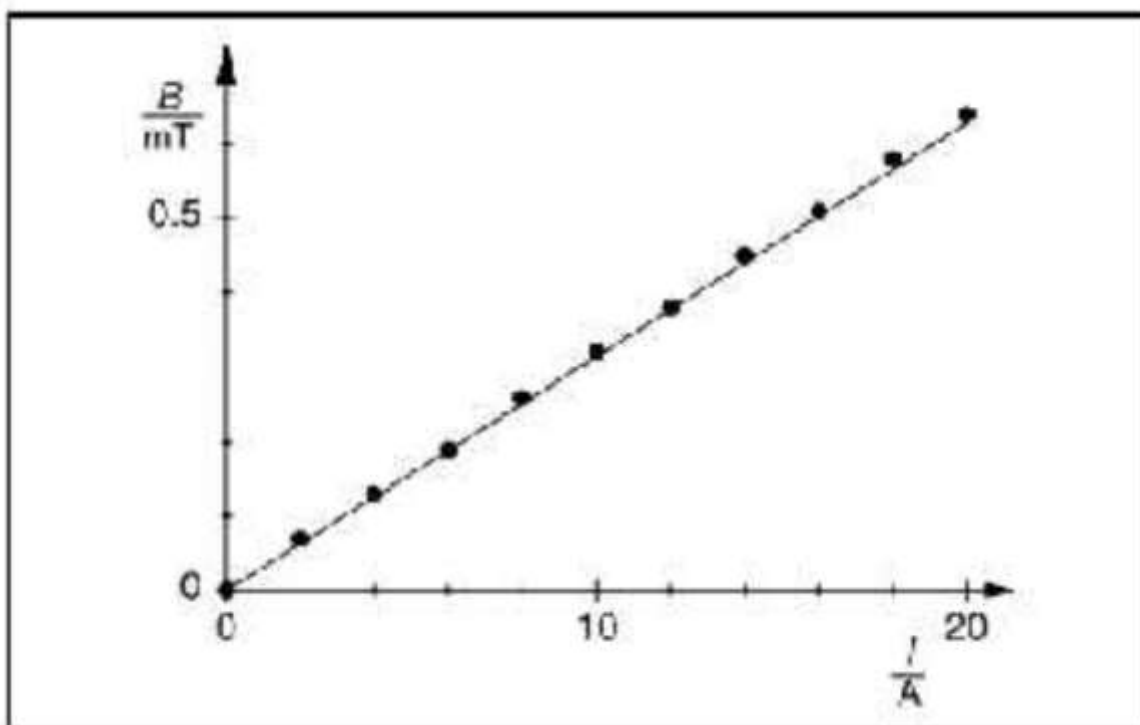
7-rasm. To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni o'tkazgich o'qidan masofa r -ning funksiyasi sifatida.



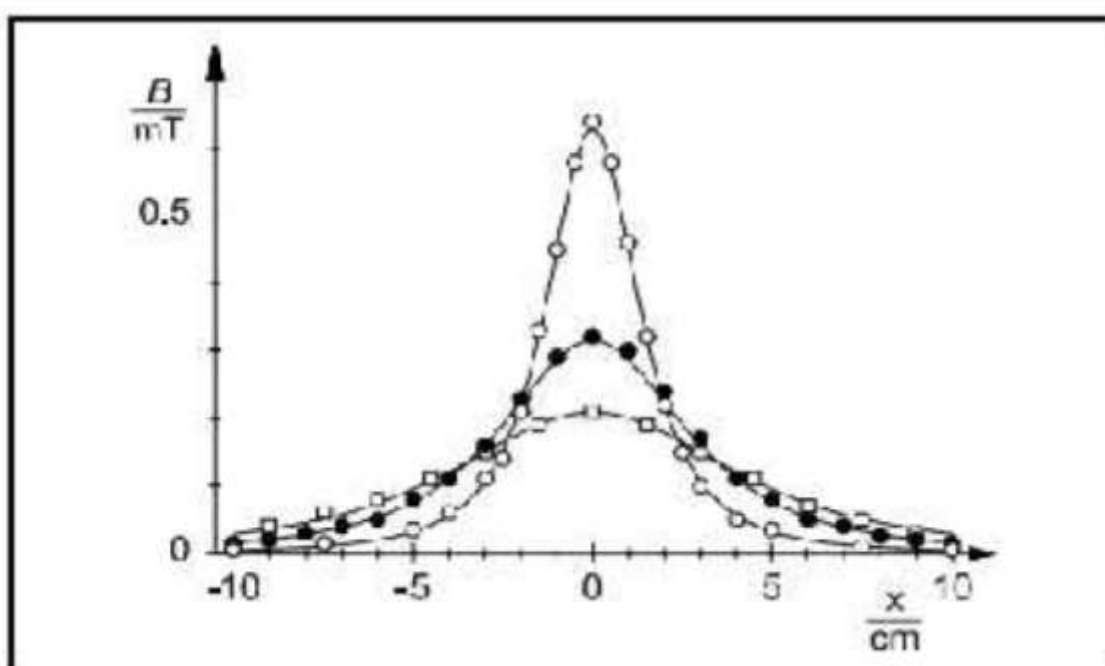
8-rasm. To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni $(1/B) = f(r)$ funksiyasi ko'rinishidagi bog'lanish grafigi. d)

Aylanma halqa shaklidagi o'tkazgichning magnit maydoni

9-rasmda aylanma halqa shaklidagi o'tkazgichning magnit maydonining I tok kuchidan bog'liqligi ko'rsatilgan. Bu holda ham o'lchangan qiymatlar (3-jadval) va grafikda chizilgan koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziq B magnit maydoni I tok kuchiga to'g'ri proporsional ekanligini tasdiqlaydi. 10-rasmda uchta aylanma halqa shakldagi o'tkazgichlar uchun B magnit maydonining x fazoviy koordinatadan bog'liqligi ko'rsatilgan. Rasmda chizilgan grafiklar (2) tenglama yordamida $I = 20$ A tok uchun hisoblab topilgan.



9-rasm. 40 mm li aylanma halqa magnit maydoni I tok kuchining funksiyasi sifatida.



10-rasm. R radiusli aylanma halqa magnit maydoni B ning fazoviy koordinata x ning funksiyasi sifatida. () $R=60$ mm, (*) $R=40$ mm, (O) $R=20$ mm,

Yer magnit maydonini aylanuvchi induksion g'altak yordamida o'lchash

Tajribaning maqsadlari

- Er magnit maydonining komponentlarini aniqlash.
- Er magnit maydonining og'ish burchagini aniqlash.

Asosiy ma'lumotlar

O'ramlar soni N ta, yuzasi $A = nR^2$ bo'lgan aylanma induksion g'altak aylanish o'qining diametridan otuvchi o'q atrofida o'zgarmas ω burchak tezlik bilan bir jinsli B magnit maydonida aylansa uni kesib o'tuvchi magnit oqimi

$$\Phi = \pi R^2 * N * B * \cos(\omega t) \quad (1)$$

Bu yerda ω - burchak tezlik, R - induksion g'altakning radiusi, N - induksion g'altakning o'ramlar soni. (1) tenglamada aylanish o'qi B magnit maydoniga perpendikulyar yonalgan.

B magnit maydonini induksiyalanayotgan kuchlanish U ning amplitude

qiymatidan aniqlash mumkin

$$U = -\frac{d\phi}{dt} = \pi R^2 * N * B * \sin(\omega t) \quad (2)$$

$T = 2\pi/\omega$ aylanish davrida foydalanib, induksiylangan kuchlanishning maksimal qiymati uchun quyidagini hosil qilamiz

$$U = \frac{2 * \pi^2 * N * R^2}{T} * B = \alpha * \beta \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{2 * \pi^2 * N * R^2}{T} \quad (4)$$

Induksion g'altakning z-yo'nalish atrofida aylanish uchun Dekart koordinatalar sistemasida (1- rasm) kuchlanish amplitudasi

$$U_z = a\sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad (5)$$

Induksion kuchlanish urning quyidagi magnit maydonida induksiylanadi

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} \quad (6)$$

Simmetriya tufayli x- yoki y- yo'nalishlar uchun quyidagilar o'rinli bo'ladi

$$U_x = a\sqrt{B_y^2 + B_z^2} \quad (7)$$

$$U_y = a\sqrt{B_z^2 + B_x^2} \quad (8)$$

Er magnit maydonining komponentalari (5), (7) va (8) tenglamalar sistemasini yechish orqali hisoblanishi mumkin

$$B_x = \sqrt{\frac{\{-U_x^2 + U_y^2 + U_z^2\}}{2a^z}} \quad (9)$$

$$B_y = \sqrt{\frac{\{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2\}}{2a^z}} \quad (10)$$

$$B_z = \sqrt{\frac{\{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2\}}{2a^z}} \quad (11)$$

Xususiyl holda er magnit maydoning umumiy qiymati

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} = \sqrt{\frac{\{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2\}}{2a^z}} \quad (12)$$

Er magnit maydonining qiyalik burchagi 9 quyidagi tenglamadan topilishi mumkin

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{B_z}{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}} = \sqrt{\frac{\{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2\}}{2U_z^2}} \quad (13)$$

Bu formula matematik jihatdan to'g'ri, ammo o'lchash noaniqligi tufayli kvadrat ildizning argument ekvatorga yaqin joylardagi tajribalar uchun manfiy bo'lishi mumkin. Masalaning echimi uchun qo'llanmaning oxiriga qarang. Bu tajribada induksion g'altakning aylanish o'qi to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasining x-, y- va z - yo'nalishlari bo'yicha o'rnatiladi. Har bir holda induksiyalangan kuchlanish amplitudasi vaqtning funksiyasi sifatida CASSY bilan o'lchanadi. O'lshangan signallardan amplituda va chastota urning magnit maydon kuchlanganligi va og'ish burchagini aniqlash uchun foydalaniladi.

Apparatura

1 Juft Gelmgolts g'altaklari	555	604
1 Sensor CASSY.....	524	010USB
1 Mikrovoltmetr.....	524	040
1 CASSY Lab	524	200
1 Ulash kabeli 0 2,5 mm ² , 200 cm, qizil	501	35 1

1 Ulash kabeli 0 2,5 mm², 200 cm, ko'k... 501 36

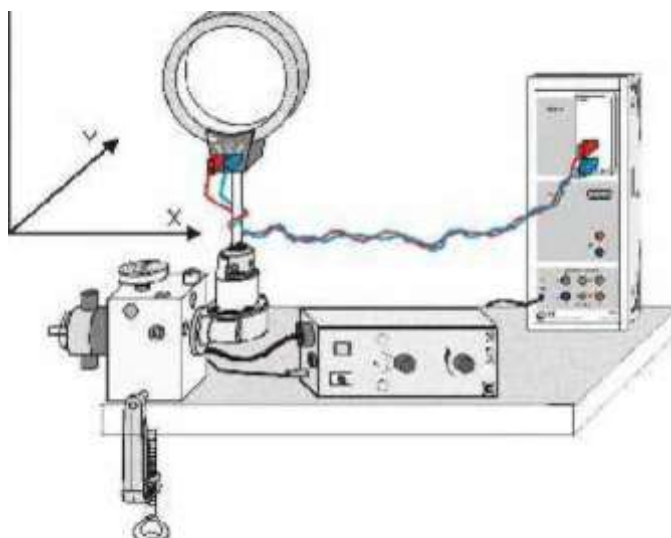
Qo'shimcha rekomendatsiya:

1 Experimental motor..... 347 35

1 Experimental motor uchun kotroller 347 36

Qo'shimcha talablar

1 PC, Windows 2000/XP/Vista



1-rasm. Eksperimental motor bilan o'lchanadigan eksperimental qurilmaning sxemaviy korinishi

Tajriba qurilmasi.

-Tajriba motorini ctol ustining burchagiga 1-rasmda ko'rsatilgandek qo'yingki, uning x- , y- va z- yo'nalishlarda buralishi mumkin bo'lsin.

-mikrovoltmetrni va induksion g'altakni bir-biriga ulash uchun 2 m uzunlikdagi aylanma ulash kabelidan foydalaning.

Tajribalarni o'tkazish

Tajribani motor yordamida o'tkazish

CASSY misollar faylidan "Earth magnetic field" ni ishga tushiring. Eslatma: By fayl CASSY misollar faylida saqlanmagan. U kompyuter "Hard disk" idan funksional knopka F3 ni bosish bilan ishga tushirilishi lozim.

-Misollar faylidagi berilganlarni funksional knopka F4 ni bosish bilan tozalang.

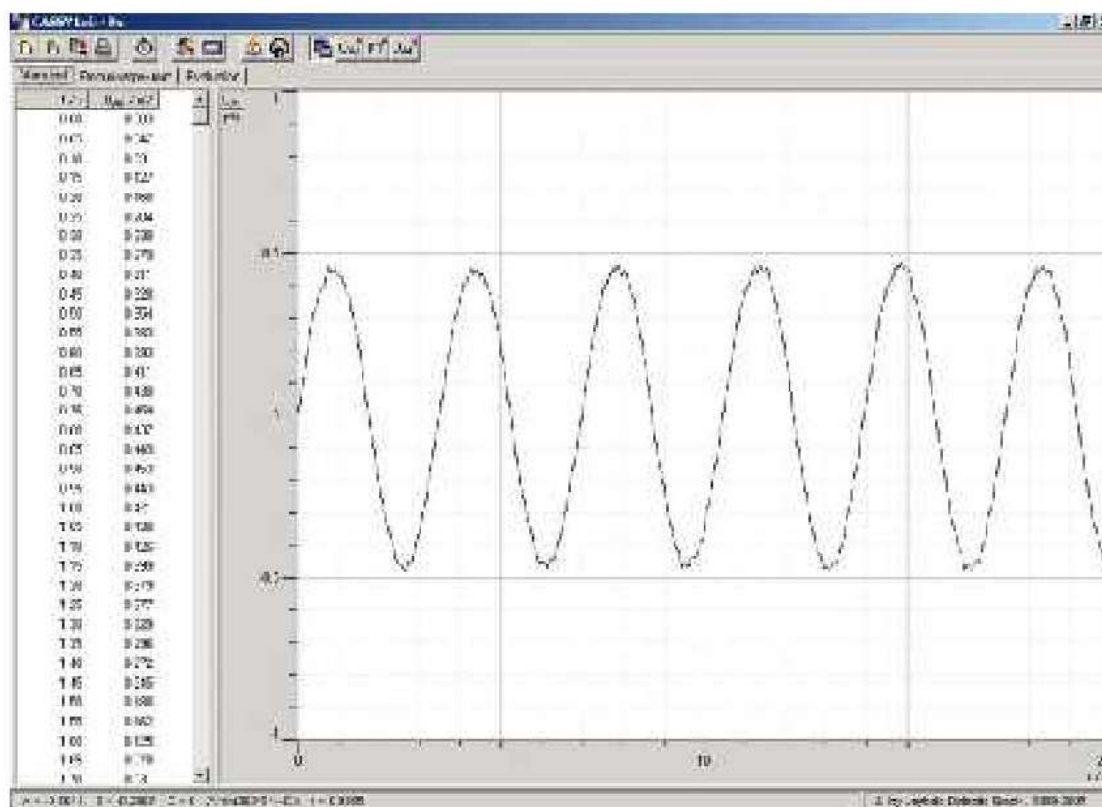
- Tajriba motorining tezligini 0 ga o'rnatish.
- Motorni ehtiyotkorlik bilan qo'shing va uning tezligini taqriban sekundiga 0.3 aylanishgacha oshiring.
- Aylanma ulash kabelini qo'l bilan shunday yo'naltiringki, ular tajriba motori bilan o'rab olinsin. O'tkazgich halqa aylanayotganida u tugunlarda ushlab qolinmasligiga amin bo'ling.
- Induksion kuchlanishni vaqtning funksiyasi sifatida o'lchashni F9 funksional knopkani bosish yordamida boshlang.
- Eslatma: O'lchash 20 sekunddan keyin avtomatik ravishda to'xtaydi. O'lchash parametrlarining detallari uchun ... knopkasini bosish va "measuring parametr" menyusidan ularni ko'ring.
- O'lchashlar tugagandan keyin motorning o'chirilganligiga ishonch hosil qiling. Tajriba motorini teskariga aylantiring va uni qulay fursatda to'xtatish.
- Aylanish o'qini x- yo'nalishga o'zgartiring va o'lchashlarni dastlabki burchak tezlik bilan takrorlang.
- Va nihoyat induksion kuchlanishni vaqtning funksiyasi sifatida aylanish o'qining y-yo'nalishi uchun tajriba motorini 90° ga burish.
- Induksion g'altakning d diametrini o'lchang.

Tajriba motorisiz o'lchashlarni bajarish.

- CASSY misollar faylidan "Earth magnetic field" ni ishga tushiring. Eslatma: By fayl CASSY misollar faylida saqlanmagan. U kompyuter "Hard disk" idan funksional knopka F3 ni bosish bilan ishga tushirilishi lozim.
- Misollar faylidagi berilganlarni funksional knopka F4 ni bosish bilan tozalang.
- Tajriba motorining tezligini 0 ga o'rnatish.
- Induksion kuchlanishni vaqtning funksiyasi sifatida o'lchashni F9 funksional knopkani bosish yordamida boshlang.
- Induksion g'altakni z o'qi atrofida qo'l bilan aylantiring.
- Eslatma: O'lchash 20 sekunddan keyin avtomatik ravishda to'xtaydi. O'lchash parametrlarining detallari uchun ... knopkasini bosish va "measuring parametr" menyusidan ularni ko'ring.
- O'lchashlarni y- va x- o'qlar atrofida aylantirishlar uchun takrorlang.

O'lchash misollari

Misol sifatida, x- o'qi atrofida aylantirishlar uchun kuchlanish grafiga 2-rasmda keltirilgan. y- va z- o'qlar atrofida aylantirishlar uchun tajriba natijalari 5-rasm va 6-rasmlarda ko'rsatilgan.



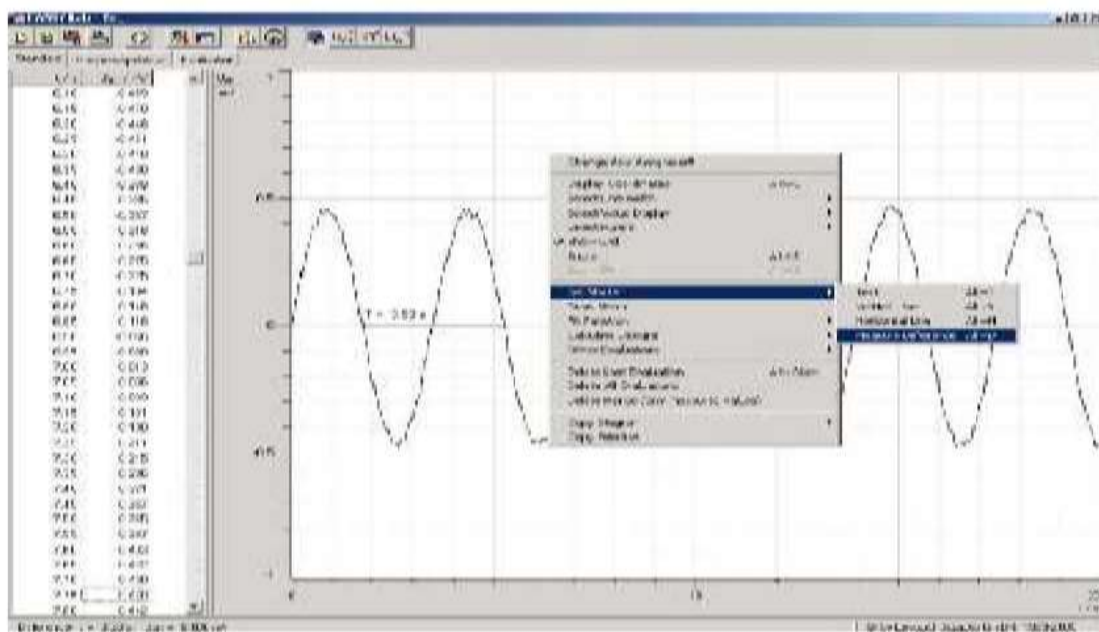
2-rasm. U_x induksiyalangan kuchlanish vaqtning funksiyasi sifatida (z-yo'nalish=aylanish o'qi)

Hisoblash va natijalar

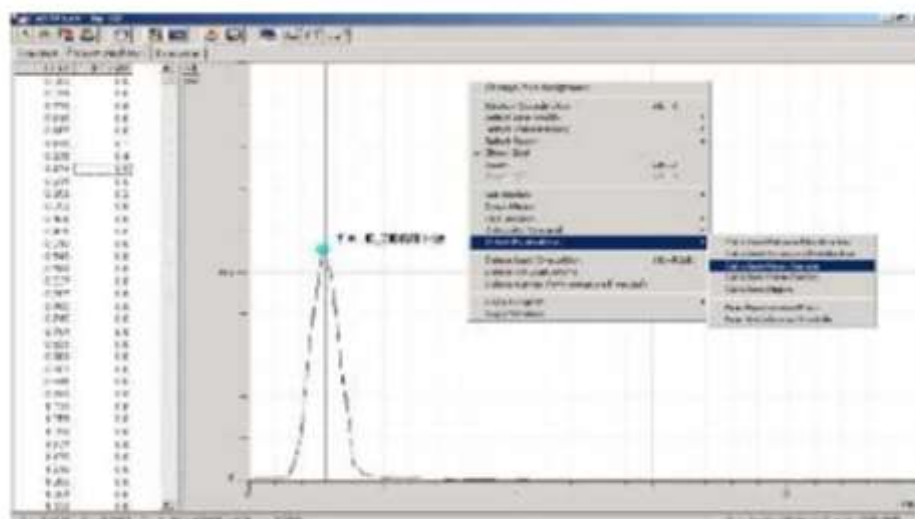
Er magnit maydonining komponentlarini aniqlash uchun amplitude va chastota aniqlanishi lozim. Chastotani aniqlashning bir necha yo'llari mavjud.

Metod 1

- Displey ustida sichqonchanning o'ng knopkasini bosib va "Set Marker/Measure Difference" ni tanlang. (3 - rasm) e.g. ni nol kuchlanish holati ustiga bosib va buni T davrdan keying holat ustiga bosib.



- Alt T sizga asosiy chiziqning natijasini displeyda ko'rishga imkon beradi. (3
- rasm) Chastotani aniqlash (Metod 1). (4) va (5) rasmlarni taqqoslang
- Metod 2**
- Jadvalda "Frequency Spectrum" ustiga bosing.
- Displey ustida sichqonchani o'ng knopkasini bosing va "Other Evaluations"
- / "Calculate Peak Center" ni tanlang.
- Tajriba natijalari ustida sichqonchani surib maksimumni belgilang.
- Alt -T sizga asosiy chiziqning natijasini displeyda ko'rishga imkon beradi. (4-rasm)



4-rasm. Chastotani aniqlash (metod 1). 3-rasm va 5-rasmni taqqoslang.

Er magnit maydonning komponentlarini aniqlash uchun amplitudani aniqlash lozim. Induksiyalangan kuchlanish amplitudasini aniqlash uchun ikki yo'l mavjud.

Metod 1

- Display ustida sichqonchani o'ng knopkasini bosib va "Set Marker/ Measure Difference" ni tanlang. (3 - rasm)

-Sichqonchani nol kuchlanish holati ustiga bosib va buni maksimum kuchlanish ustida takrorlang.

-Alt- T sizga asosiy chiziqning natijasini displayda ko'rishga imkon beradi.

Metod 2

Bu metodda chastotani va amplitudani aniqlash uchun "Fitting tool" dan foydalaniladi.

-Sichqonchani o'ng knopkasini display ustida bosib "Fitting tool" ni displayga chiqarib va "Fit function"/"Free Fit" ni tanlang yoki Alt F ni bosib.

-Dastlab mos keluvchi funksiyani tanlang - bu erda

$$f(x,A,B,C,D)=A*\sin(360*B *x+C)$$

-Mos keluvchi parameter uchun kerakli baholash qiymatlarini kiriting (boshlang'ich qiymatlar) (6-rasm)

$A = U_0 = 1 \text{ V}$ (amplituda, diagrammaning y - o'qidan yozib oling)

$B = 0.3 \text{ Gerts}$ (Chastota , 2 Gerts lar atrofida)

$C = 0$ (faza siljishi, o'lchash sharoitida o ga teng)

$D = 0$ (qo'shimcha parameter , foydalanilmaydi)

-“Display result automatically as a new channel” ni tanlang.

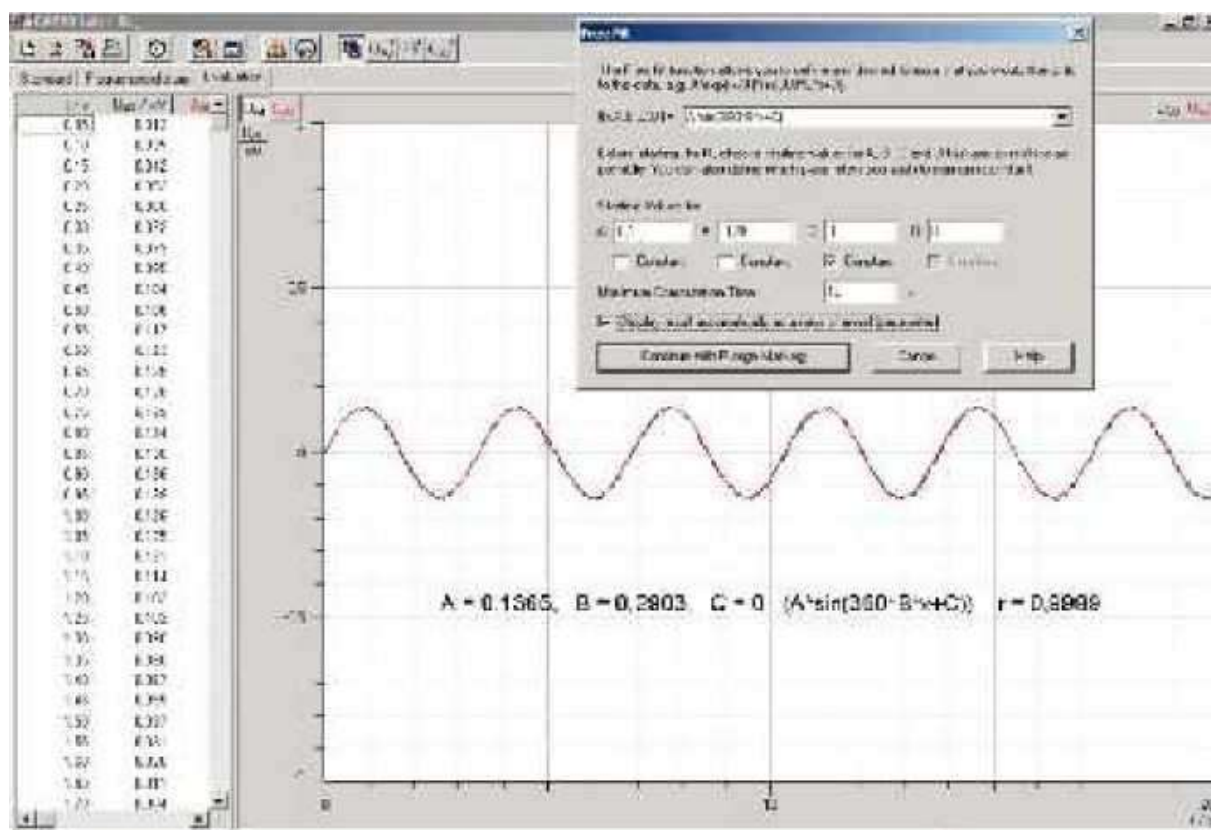
-“Continue with Range Marking” knopkasi bilan davom ettiring.

-Alt T sizga natijalarni displayda ko'rishga imkon beradi.

Eslatma

Mos keluvchi algoritmi yaxshi baholash qiymatlarini talab qiladi. Bu tanlangan model uchun, ya'ni 14- tenglama uchun, chastotaning boshlang'ich qiymati tajribaviy qiymatlarga yaqin qilib tanlanishi lozim.

5-rasm. Induksiyalangan kuchlanish U_x (qora chiziq) vaqtning funksiyasi sifatida. (y- yo'nalish = aylanish o'qi). Qizil chiziq kuchlanish grafigining pastidagi parametrlarga mos keladi. Eslatma: Chaqirish qurollari sichqonchani o'ng knopkasini displayga bosib va "Fit Function"/ "Free Fit" larni tanlash bilan displayga chiqarish mumkin. 5-rasm va 6-rasm larda kuchlanishning o'lchangan qiymatlari ko'rsatilgan. O'lchash xatoliklari chegarasida qiymatlar sinusoidal korinishga ega. CASSY Lab ning boshqa hisoblash natijalari uchun qo'shimcha ma'lumotlarga qarang.



3-rasm. Induksiyalangan kuchlanish U_z (qora chiziq) vaqtning funksiyasi sifatida. (z- yo'nalish = aylanish o'qi). Qizil chiziq kuchlanish grafigining pastidagi parametrlarga mos keladi. Eslatma: Chaqirish qurollini "Alt- F" ni bosish bilan displeyga chiqarish mumkin

Aylanishning uchta xar xil o'qlari uchun natijalar quyidagi jadvalda keltirilgan.

1-jadval. 14- tenglamani tajribaviy natijalar uchun qo'llash bilan olngan induksion kuchlanish komponentlari. Davr o'qlar aylanishining o'rtacha qiymatiga to'g'ri keladi.

U_x	U_y	U_z	
mV	mV	mV	T_s
0.47	0.45	0.13	3.51

Induktiv g'altakning $d = 13.5$ sm va $N = 320$ parametrlari bilan er magnit maydoni kuchlanganligi (4) va (12) tenglamalardan foydalanib aniqlanishi mumkin

$$B = \sqrt{\frac{0.47^2 + 0.45^2 + 0.13^2}{2 \cdot 8.2^2}} = 73.9 \mu T$$

(13) tenglamadan foydalanib og'ish burchagi aniqlanadi.

$$\operatorname{tg} \vartheta = \sqrt{\frac{0.47^2 + 0.45^2 + 0.13^2}{2 \cdot 0.13^2}} = 3.48 \mu T \text{ bundan } \vartheta = 73^\circ$$

Olingan bu natija og'sh konturidan (54102) foydalanib oson tekshirilishi mumkin. Og'ish konturidan foydalanib topilgan qiymat $\vartheta = 70^\circ$

Qoshimcha ma'lumotlar

Tajribadagi asosiy xatolik o'tkazgich halqa yaqinida joylashgan magnitlangan po'lat jismlar sababli magnit maydonining buzilishidan hosil bo'ladi. Yuqori o'lchash aniqligiga erishish uchun g'altakning parametrlari imkoni boricha katta qilib tanlab olinishi zarur.

Er magnit maydonining og'ishi bo'lmaganda (magnit ekvatorida) er magnit maydonining qiymati 31.2 μT ga teng va magnit qutblarida 2 marta kattaroq bo'ladi.

Ekvatorga yaqin joyda tajribani bajarishda muammo tug'iladi. Ekvatorida magnit maydonining qiyalik burchagi 0 ga yaqin va xuddi shu holda B_z ham nolga yaqin bo'ladi. (11) va (13) tenglamalar katta sonlarni ayiradi va nazariyada kichik musbat sonlarni hosil qiladi. Bu kichik farq kichik o'lchash xatoliklari tufayli ham (po'lat bo'lagi) manfiy bo'lib qolishi mumkin va (11) va (13) tenglamalardagi kvadrat ildiz echimga ega bo'lmaydi.

Ekvatorga yaqin joylarda og'ish burchagi uchun natijalar olish uchun B_z to'g'ridan- to'g'ri o'lchanishi kerak. (7) tenglamadan foydalanib biz gorizontaal aylanish o'qi bo'yicha tajriba o'tkazamiz va $B_z = 0$ ga aylanish o'qini shimol janubga to'g'rilab erishamiz. Bu esa kuchlanishning minimumini izlash bilan bajarilishi mumkin. Keyin B_z ning qiymati (7) tenglamadan hisoblanadi va (13) tenglamaning o'ta qismiga qo'yiladi. Bu tajribada biz B_z ning qiymatini uning ishorasisiz o'lchaymiz, chunki ekvatorning janubida (11) va (13) tenglamalar kvadrat funksiyaning manfiy natijalaridan foydalanish lozim.

Erkin elektromagnit tebranishlar

Elektr

Elektromagnit tebranishlar va to'lqinlar

Elektromagnit tebranish konturi

TAJIRIBA MAQSADI

- Elektr tebranishlar konturi bilan tanishish.
- Tebranish konturinin xususiy chastotasini aniqlash.
- Tebranish zanjirida tok va kuchlanish o'zgarishini tahlil qilish.

Qisqacha nazariya

Bugungi kunda kommunikatsiya va hisoblash texnikalarini elektromagnit tebranish konturlarisiz ta'savur qilib bo'lmaydi. Ideal LC elektromagnit tebranish konturida energiya yo'qotilishi, so'nish bo'lmaydi. Ammo bu hol faqat nazariy jihatdan mumkin. Amalda esa tebranish konturlarida elektromagnit tebranishlar kam bo'lsada so'nadi. Misol qilib so'nuvchi garmonik ossilyatorni keltirish mumkin.

Tebranish konturi bir biriga ulangan kondensator va induktiv g'altakdan iborat bo'ladi. So'nuvchi tebranish konturida L va C zanjirga ketma-ket ravishda aktiv qarshilik ham mavjud bo'ladi.

Kirxgofning ikkinchi qonuni bo'yicha,

$$\sum_i u_i = 0, \quad (1)$$

Bu tenglama zanjirdagi barcha kuchlanishlar yig'indisi nolga teng ekanligini bildiradi. Bu qonun ichki qarshilikka ega bo'lgan tebranish konturida ham o'rindidir (1-rasmga qarang):

$$U_C + U_R - U_{ind} = \frac{Q}{C} + R \cdot I + L \cdot \dot{I} = 0, \quad (2)$$

Ma'lumki, kondensator sig'imi $C = Q/U_C$, aktiv qarshilik kuchlanishi $U_R = R \cdot I$ (Om qonuni) va g'altakdagi reaktiv kuchlanishi $U_{ind} = -L \cdot \dot{I}$ kabi aniqlanadi.

I tok kuchining diferensial tenglamasini (2) tenglama hadlarini L ga bo'lib, $\dot{Q} = I$, deb hisoblab hosil qilamiz:

$$I \cdot \omega_0^2 + I \cdot \gamma + I = 0, \quad (3)$$

Be erda $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ – xususiy chastota, $\gamma = \frac{R}{L}$ konturning asilligi. Bu matematik differensial tenglamani yechish uchta xususiy holga olib keladi. Tenglama

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-i\omega t}$$

Kabi yechimga olib keladi, bu erda I_0 tebranish amplitudasi,

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} \text{ :-tebranish chastotasi.}$$

– Birinchi hol $\omega_0^2 - \gamma^2 < 0$.

Bu holda sistema muvozanat holatiga eksponenta qonuniyat asosida tebranishlar hosil qilmasdan qaytadi. -

Ikkinchi hol $\omega_0^2 - \gamma^2 = 0$. -

Bu hol kritik(keskin) so'nish holati deyiladi. Sistema tebranishlarsiz tezda muvozanat holatiga qaytadi

Uchinchi hol $\omega_0^2 - \gamma^2 > 0$. -

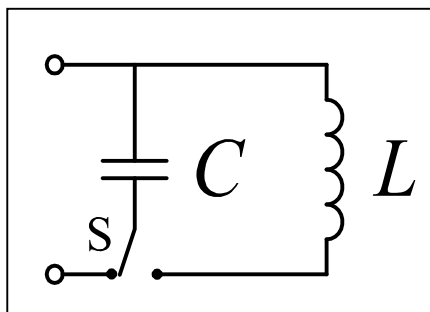
Bunda sistemada tebranishlar kuzatiladi va amplitude eksponensial qonun bo'yicha kamayib boradi, so'nish kuzatiladi. 2-rasmga qarang. Bu tajribada faqat oxirgi holatni kuzatish mumkin. Kondensatordai boshlang'ich kuchlanish U_0 bo'lsa, induktiv g'altakda o'tuvchi tok kuchi quyidagicha aniqlanadi:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\gamma t} \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (4)$$

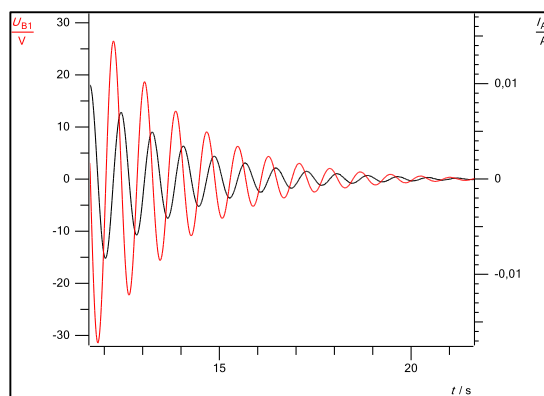
bu erda boshlang'ich tok kuchi $I_0 = \frac{U_0}{\omega L}$, ω -yuqorida keltirilgani kabi.

Kondensatordagi kuchlanish undagi zaryad miqdoriga mutonosib, shuning uchun zaryad miqdori tok kuchining integraliga proporsional bo'ladi. 4-tenglamadagi kosinus tok kuchi va kuchlanish qiymatlari orasida 90° faza siljishi borligini bildiradi.

$$U(t) = U_0 \cdot e^{-\gamma t} \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (5)$$



1-rasm. Kalitli tebranish konturi.



2-rasm. Kuchlanish vat ok tebranishlari.

QURILMA TARKIBI

1Yuqori induktivli chulg'am	517 011
1Kondensator, 40 μ F.....	517 021
2Asos taglik, bir juft.....	301 339
1Bridging plugs, STE 2/19, set of 10	501 48
1DC ta'minlash manbai 0... $\pm$ 15 V ..	501 45
1Multimeter LD analogli 20.....	531 120
1Qo'l sekundomeri, mexanik	313 07
2Ulash simlari, 19 A, 100 sm, qizil/ko'k, juftli	501 46

Tajriba qurilmasi

Qurilma 3-rasmda keltirilgan.

- Dastlab, kondensatorni razryadlash uchun qisqa tutashtiring.
- Induktiv g'altak va kondensatorni asos taglikka o'rning.
- Induktiv g'altak va kondensatorni bir chiziqda joylashtiring va ularni ikkita shtepsellar bilan ulang.
- Kondensatorga o'zgarmas tok manbaini ulang, o'rtadagi yerga ulash chiqishiga ualamang.
- Kuchlanish muruvatini 0 V ga qo'ying.
- Multimeterni induktiv g'altakka parallel ulang va DC kuchlanishni 3 V ga qo'ying.
- Ta'minlash manbaini stendga ulang.
- Qo'l sekundomerini ishga tayyorlang.



3-rasm: Tajriba qurilmasi.

Tajribaning borishi

- Kondensator ostidagi kalitni chap tomonga ulang, 3-rasm asosida (kalit 1-rasmda «S» bikan belgilangan).
- Ta’minlash manbaini ulang.
- Ta’minlash kuchlanishini 3 V qilib tanlang.
- Kuchlanish ortishdan to’xtamaguncha va kondensator to’la zaryadlanmaguncha kuting.
- Endi kalitni manbadan induktiv g’altakga ulang va tebranish konturiga kuchlanish bering.
- Kuchlanishning ikki maksimumi orasidagi vaqtni aniqlash uchun qo’l sekundomeridan foydalaaning.
- Kondensatorni zaryadlash uchun oxirgi uch amalni takrorlang va boshqa kuchlanish maksimumlari orasidagi vaqtni 4 marta o’lchang.
- Ta’minlash manbaini tarmoqdan uzing va kondensatorni ta’minlash manbidan ajrating.
- Razryadlash uchun kondensator qutblarini qisqa tutashtiring.

O'lchash namunasi

Baholash-solishtirish

Dastlab, Ikki maksimum orasidagi Δt vaqtning o'rtacha qiymatini hisoblang. Bunda Δt ni topish uchun T davrni topishning Tomson formulasidan foydalaning:

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}. \quad (6)$$

Bundan, L va C ko'paytmasini topish mumkin.:

O'lchashlar	Δt
1	0.80
2	0.84
3	0.83
4	0.82
5	0.83
O'rtacha qiymat	0.824

$$L \cdot C = \frac{\Delta t^2}{4 \cdot \pi^2}. \quad (7)$$

Nazariya va tajribani solishtirish uchun LC ning aniq qiymatlarini $H F$ ni bilgan holda (qurilmaga qarang) aniqlash mumkin:

	Nazariya bo'yicha	Tajribada
$L \cdot C$	0.02 s^{-2}	0.0172 s^{-2}

Natijalar

Ko'rish mumkinki LC qiymatlarning nazariya va tajribada olinganlari orasida farq bor. Elektr qarshilik nazariya qiymatidan taqriban 0.4% ga kamroq. Shuning uchun farqning sababini boshqa joydan qidirish lozim. Bu erdagi asosiy sabab induktivlikning tok kuchiga bog'liqligidir. G'altak o'zagi magnit singdiruvchanligi magnit maydoni kuchlanganligiga bog'liq va u o'z navbatida tok kuchiga chiziqli bog'liq bo'ladi.

Texnika xavfsizligi yo'riqnomasi

Tajriba qurilmasida tajribalar hayot uchun xavfsiz-past kuchlanishlarda olib borilishi zarur:

- DC –o'zgarmas tok kuchlanishi maximum- 60 V,
- AC –o'zgaruvchan tok kuchlanishi maximum- 25 V.

Quyidagilar bilan tajriba o'tkazilganda hamisha hayot uchun xavfsiz-past kuchlanishdan foydalanish zarur:

- Yuqori induktivlikli g'altak
- STE plug-in elements

Kuchlanish xavsiz kuchlanishdan katta bo'lganda doimo maxsus xavfsiz ulash konnektorlardan foydalaning.

Zanjirga kondensator ulashdan oldin kondensator uchlarini qisqa tutashtirib razryadlang (Kondensatorda katta kuchlanish saqlangan bo'lishi mumkin).

Induktiv g'altaklarni darhol manbadan ajratmang, razryadlanishini kuting. Kuchlanishning sakrashi kuztilishi mumkin.

Optika

Oq yorug'likning dispersiyasi va rekombinasiyasi bo'yicha Nyuton tajribalari

Tajribaning maqsadi

- Oq yorug'likni shisha prizmada spektral tashkil etuvchilarga ajratish.
- Dispersiyalangan yorug'lik ikkinchi prizmada qayta parchalanmasligini ko'rsatish.
- Agar birinchi prizma ortidagi tirqishdan faqat bitta spektral komponent o'tsa, unda ikkinchi prizmada bu yorug'lik og'adi, ammo, parchalanmaydi. Sindirish sirtlari bir-biriga perpendikulyar bo'lgan ikkita qovushtirilgan prizmalardan iborat yig'ma mazkur qoidani qo'shimcha tarzda tasdiqlaydi.
- Birinchi prizma ortidagi oq yorug'likning ajralgan spektrini birinchi prizмага parallel joylashgan ikkinchi prizmadan o'tishda spektral ranglarning rekombinasiyasidan oq yorug'likning yuzaga kelishini namoyish qilish.

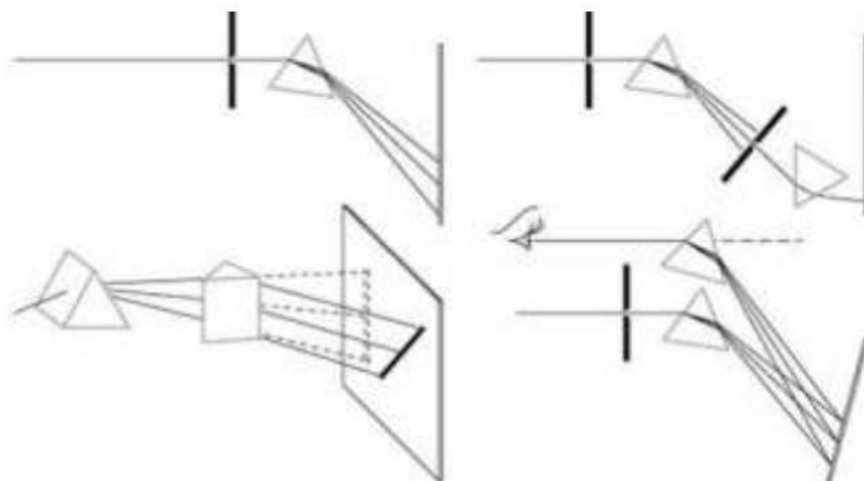
Tajriba qurilmasi



Apparatura

2 Shisha prizma....	465 32
1 Elektr lampa 6 V/30 Vt, E14, 2 nabor... .	450 511
1 Lampa korpusi kabel bilan.....	450 60
1 Asferik kondensor diafragma tutqich bilan....	460 20
1 Transformator 6/12 V	521 210

2 Prisma stoli, sterjenda....	460 25
1 Prujinali qisqichli tutqich.....	460 22
1 Kichik optik kursi.....	460 43
5 Leybold multi qisqichlari.....	301 01
2 Aylanadigan xomut.....	301 03
1 Sterjen, to'g'ri burchakli.....	300 51
1 V-shaklsimon shtativ, katta	300 01

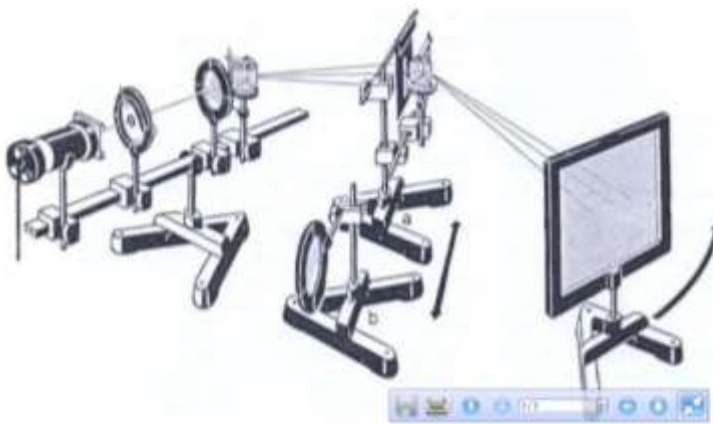


Qoida: Prizma qurilmasi oq yorug'likni asosiy ranglarga ajratish uchun qo'llaniladi; pirovardida yorug'lik ikkinchi bor ajralmaydi, ammo u yana qayta oq yorug'likga o'tishi uchun birikishi mumkin.

1666 -Isaak Nyuton 23 yoshida prizmalar bilan qilgan tajribalari, optikaning salmoqli tarraqiyotiga olib keldi, chunki u aksariyat yaxshi o'ylangan tajribalari yordamida shisha prizmada yorug'lik singanda yuzaga keladigan yorug'likning dispersiyasini tajriba yo'li bilan tushuntirib berdi. Nyuton o'z tajribalarida quyoshni yorug'lik manbasi sifatida olganini va proyeksion obyektiv bilan umuman ishlamaganini e'tiborga olish kerak. DC 535.853.2 da bayon qilingan tajribalarda yorug'lik manbasi sifatida cho'g'lanma lampadan foydalanilgan. Cho'g'lanma lampaning ekranga proyeksiyalangan dispersiyalangan "oq" yorug'ligining spektri kamalakda yuzaga keladigan ma'lum ranglar ketma-ketligidan iborat. Bundan tashqari, turli rangli yorug'lik filtrlaridan foydalanilganda, alohida ranglarning og'ishini namoyon qilish mumkin. Hatto filtrlardan foydalanganigizda ham, har bir rang spektrdagi o'rniga mos tarzda og'adi: spektrning turli sohalari uchun prizmaning sindirish ko'rsatgichi farq qiladi. Nyuton spektrdagi alohida sohalar mustaqil tarzda yana ranglarga ajralmasligini ko'rsatdi. Uning qurilmasida tirqish spektr ko'rinadigan ekranga yo'nalgan. Tirqishdan o'tgan yorug'lik monoxromatik va u boshqa ekranga tushishdan oldin minimal og'ishli ikkinchi prizmadan o'tadi. Ushbu ekranda garchi

tasvir bir oz kengaysa ham, faqat tirqishdan o'tgan rang kuzatiladi. Ammo, boshqa ranglar ko'rinmaydi.

Nyuton xuddi shunday natijani kesishgan prizmalar bilan olgan. Mazkur tajriba uchun ikkinchi prizma gorizontal joylashtirilgan sindiruvchi qirrasi bilan birinchisining ortiga . Bunda yorug'lik dastasi ikkala prizma bilan shunday og'adiki, og'gan spektr ekranga tushadi. Yorug'likning rangli spektral sohalari ikkinchi prizmada ham xuddi birinchi prizmadagidek og'adi. Rangli spektral sohalarning rekombinasiyasi oq rangning shakllanishiga olib kelishi nazorat tajribalarining asosini ifodalaydi. Spektral ranglar prizma vositasida oq rangdan hosil qilinganidek, spektrning hamma sohasini ustma-ust tushushidan oq yorug'lik olinishi mumkin. Bu maqsadda linza dispersiyalangan yorug'lik yo'liga joylashtiriladi, linza prizma sirtidan nurlarni ekranga yig'adi. Ekrandagi tasvir oq va shu linza tenglamasi uchun mos kattalashgan bo'ladi. Spektr linza ortidagi fokal tekislikda yaxshi fokuslanadi. Prizma sirtidan akslanish, bunga qaramasdan, rangsiz va faqat shu spektrning 11 ta rangi ekranda tasvirga rekombinasiyalanganda oq bo'ladi. Agar mazkur spektrning bir yoki boshqa qismi juda kichik linza yoki ekran bilan to'sib qo'yilsa, unda tasvir to'liq oq rang bo'lmaydi, ammo, tusga kirgan bo'ladi (qo'shimcha ranglar haqida DC 535.621.1 ;a ga qarang).



Rasm 1.



Rasm 2.

Foydali maslahatlar:

1. Kichik optik kursini yig'ish va undan foydalanish 460 00 instruksiyada bayon qilingan.
2. Prizma qurilmasini yig'ish uchun DC 535.853.2; a. ga qarang.
3. Rasm 1.a da keltirilgan qo'sh dispersiya uchun, kengligi taxminan 10 mm va balandligi 60 mm tirqishli karton ekran qo'llaniladi. Uning ortida prizma joylashtiriladi. Spektrning uzatilgan sohasi birinchi ekrandan qisqa masofada joylashgan ikkinchi ekranda namoyon bo'ladi.

4. Spektral ranglarning qayta rekombinasiyasi uchun biz diametri 120 mm va fokus masofasi 500 mm bo'lgan linzadan foydalanishni maslahat beramiz (rasm.1,b), chunki bu linzada, prizmaning sirti ekranda unchalik kattalashmasada, spektr juda yaxshi namoyon bo'ladi.

5. Kesishgan prizmalar Rasm. 2 da keltirilganidek o'rnatiladi. Ikkinchi prizma (yakka kristalli) gorizontaal qirrasi bilan bevosita birinchi prizmaning ortida minimal og'ish bilan joylashtiriladi.

O'tgan va qaytgan oq yorug'likda Nyuton xalqalari

Tajribaning maqsadlari

O'tgan yorug'likdagi yorqin xalqlarni qaytgan nurdagi qoramtir xalqalar bilan qiyoslash

Interferension tasvirlarning o'zaro bog'liqligini yuqoriroq optik zichlikli muhitdan qaytishda yuz beradigan fazalarning keskin o'zgarishi orqali tushuntirish
Bu ikki interferension tasvirning kontrastini qiyoslash

Umumiy ma'lumotlar

Suvdagi yupqa neft qatlamlaridagi. juda yupqa sovun pardalaridagi va yupqa havo qatlamlaridagi rangli hodisalar yorug'lik to'liqlarining interferensiyasi sababli yuzaga keladi. Bugungi kunda yupqa qatlamlardagi yorug'likning interferension hodisalaridan shisha sirtidan akslanishlarni kamaytirish maqsadida foydalaniladi.

Segodnya interferensionnyye yavleniya sveta v tonkix sloyx ispolzuyutsya dlya proizvodstva urovney sokrasheniya otrajeniya na steklyannyykh poverxnostyax (antiakslantiruvchi qatlam pokrytiye, e. g., ochki linzalari).

Nyuton xalqalari bir-biriga juda yaqin bo'lgan ikkita sindiruvchi sirtlardan yorug'likning qaytishi va sinishi natijasida yuzaga keladi. Mazkur tajribada Nyuton xalqalari egrilik radiusi kata bo'lgan va juda sust qavariq tomoni yassi shisha plastina bilan tutashgan yassi qavariq linza orqali generatsiyalanadi. Agar bu birikma perpendikulyar tushayotgan parallel oq yorug'lik bilan yoritilsa, ikki sirt tutashgan nuqta atrofida rangli shakldagi konsentrik xalqalar hosil bo'ladi. Interferension xalqalar qaytgan yorug'likda ham, o'tgan yorug'likda ham kuzatiladi. interferension xalqalar orasidagi masofa doimiy emas, chunki bitta tutashuvchi sirt egik.

Rasm 2 da d qalinlikli ponasimon havo qatlami orqali interferensiyaning ikki shisha sirtida yuzaga kelishi tasvirlangan: yorug'lik to'liqini W chap tarafdin linza L chegaraviy sirtiga tushadi va qisman qaytadi T1. Qaytmagan qismi esa ponasimon havo qatlamidan T2 o'tib, shisha plastina sirtidan qaytadi.

Rasm.1 Yassi shisha plastina bilan egrilik radiusi katta bo'lgan yassi-qavariq linzaning sxematik tasviri.

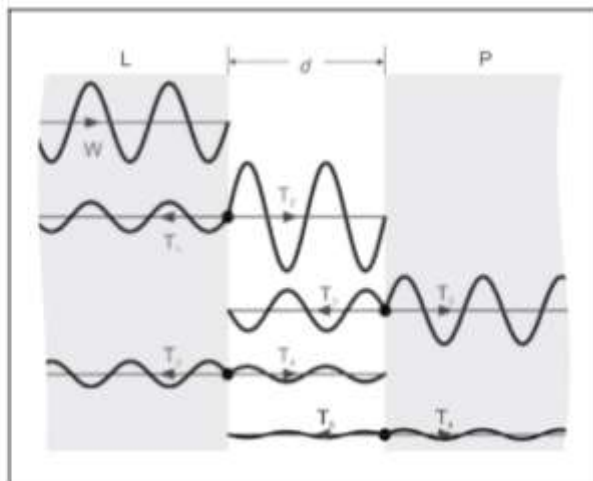
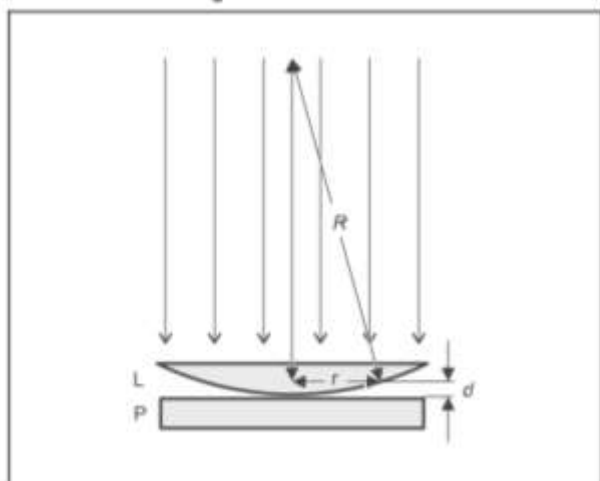
P: shisha plastina

L: yassi-qavariq linza

R: egrilik radiusi

r: shisha plastina bilan linzaning tutashgan nuqtasigacha masofa

Rasm.2 Ponasimon havo qatlamida interferensiyani tushuntirish sxemasi, L : yassi-qavariq linza, P: shisha plastina, L va P oraliqda yorug'lik nurining qaytishi va uzatilishi natijasida yuzaga keluvchi T1 ... T5 to'liq qismlari, d: lnzaning shisha sirti bilan shisha plastina orasidagi masofa.



Asboblari va ashyolari

1 Nyuton xalqalari uchun shisha plastina.	471 111
2 nur sochgichlar	471 88
2 hoshiyali linza $f = +200$ mm	460 04
1 pretseziyon optik stol, 1 m	460 32
5 naezdniklar, $H = 60$ mm/ $B = 36$ mm	460 353
1 naezdnik, $H = 60$ mm/ $B = 50$ mm	460 351
1 konsol richag 100	460 356
1 xona galogen lampasi 12 V, 50/90 W	450 64
1 cho'g'lanma lampasi 12 V/90 W, G6.35	450 63
1 transformator 2 ... 12 V	521 25
2 Biriktiruvchi sim, 100 cm, qora	501 33

P oraliqdan qaytish yuqoriroq optik zichlikli muhitda yuz berganligi sababli, qisman qaytgan to'liq T3 T1 to'liqindan farqli, fazaning sakrab o'zgarishiga duchor bo'ladi. (mos keluvchi qaytgan to'liq arqonning mahkamlangan oxirida) Qaytmagan qism katta optik zichlikka ega bo'lgan shisha plastina orqali T2 to'liq sifatida o'tadi. T3 to'liq esa L linzaga qaytadi va linzada fazasi sakrab o'zgarishi bilan T4 to'liq sifatida yana qaytadi. Qaytmagan qismi esa yuqoriroq optik zichlikka ega bo'lgan yana shisha plastina orqali, fazasi sakrab o'zgarishidan o'tadi. Keyinchalik T5 bilan belgilangan to'liq qismlari ko'p marotaba qaytishlar orqali

yuzaga keladi.

Qaytgan yorug'likda interferensiya qisman to'liqlar T_1 va T_3 da kuzatiladi. T_1 bilan T_3 orasidagi yo'llar farqi

$$d_R = 2 \cdot d + \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

va qaytish hamda sinish orqali shaklangan interferensiyon tasvir, qora markaz atrofidagi konsentrik qoramtir xalqalardan tashkil topadi, Destruktiv interferensiya yuzaga kelish sharti, agar yo'llar farqi λ to'liq uzunligining yarmiga karrali bo'lsa bajariladi.

$$(2 \cdot k - 1) \cdot \frac{\lambda}{2} = 2 \cdot d + \frac{\lambda}{2} \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

yoki

$$d = (k - 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

O'tgan yorug'likda T_2 bilan T_4 to'liqlarda interferensiya kuzatiladi. T_2 bilan T_4 orasidagi yo'llar farqi dT

$$dT = 2 \cdot d + 2 \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

Agar o'tgan yorug'likda Nyuton xalqalari kuzatilsa, interferensiyon manzara qaytgan nurning interferensiyasiga qo'shiladi. O'tgan yorug'likning doiralar to'plami ravshanroq. Shuning uchun qora xalqalarning o'rniga yorqin xalqalar o'lchanadi. Yuqoriroq optik zichlikka ega bo'lgan muhitda ikki marta qaytgan to'liq qismi T_4 , T_1 ning ikki faza sakrashini boshdan kechiradi va shunday qilib T_4 bilan T_2 ustma-ust tushganda, T_2 original to'liqlar seriyasi bilan fazasi mos keladi.

Konstruktiv interferensiyaning yuzaga kelish sharti, dT yo'llar farqi λ to'liq uzunligiga karrali bo'lsa, bajariladi.

$$k \cdot \lambda = 2 \cdot d + 2 \cdot \frac{\lambda}{2} \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

yoki

$$d = (k - 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (4)$$

Bu shart qaytgan yorug'likda destruktiv interferensiya uchun shartga (II) aynan mos keladi. Shuning uchun kuzatilayotgan interferensiyon manzaralar qo'shimchadir.

Rasm. 2 bo'yicha T_1 va T_3 to'liq qismlarining amplitudalari deyarli teng, chunki ikkala to'liq qismlari ham bitta qaytish bilan generasialangan. T_4 to'liq ikkita qaytish orqali generasialangan, shu sababli u qaytishsiz generasialangan T_2 ga nisbatan ancha sust. Shuning uchun, kontrast, ya'ni yorqin xalqalar bilan qoramtir xalqalar intensivliklari orasidagi nisbiy farq qaytgan yorug'lik holidagidan o'tgan yorug'lik holida ancha sust.

Rasm.2 ga ko'ra, (II) va (IV) dagi d qalinlik qavariq linza bilan shisha plastina orasidagi tutashuv nuqtasi r masofasiga va qavariq linzaning egrilik radiusiga R bog'liq. d qalinlikning kichik qiymatlari uchun biz quyidagiga ega bo'lamiz. Qo'shni Nyuton xalqalarining diametrlari

$$d = \frac{r^2}{2R} \quad (5)$$

Qo'shni Nyuton xalqalarining diametrlari

$$D_k = 2 \cdot r_k$$

uchun (II) yoki (IV) dan, mos ravishda (V) dan ham quyidagi munosabat olinadi:

$$D_{k+1}^2 - D_k^2 = 4 \cdot R \cdot \lambda \quad (6)$$

Shunday qilib, agar linzaning egrilik radiusi R ma'lum bo'lsa, oq yorug'likning o'rtacha to'lqin uzunligi diametrlarni o'lchash orqali aniqlanishi mumkin.

Tajriba qurilmasi

Izoh:

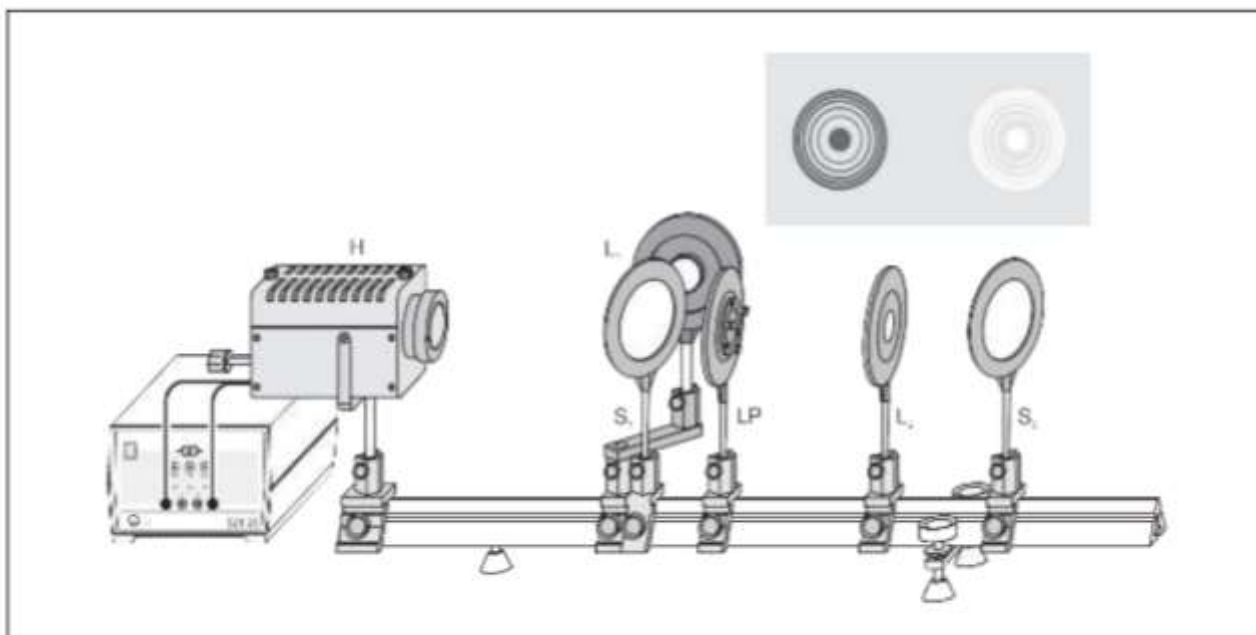
Agar Nyuton xalqalari uchun shisha plastinaga ta'sir qilayotgan bosim juda yuqori yoki asimmetrik bo'lsa, shisha plastinalar doimiy deformatsiyalanishi yoki shikastlanishi mumkin.

Nyuton xalqalari uchun shisha plastinalarni sozlashda qo'llaniladigan o'yiqli vintlarni burishda juda ehtiyot bo'ling.

Tajriba qurilmasi Rasm.3 da tasvirlangan.

Ikkita S_1 va S_2 nurni ajratgichlar yordamida, Nyuton xalqalari qo'shni devorga proyeksiyalanadi. Bu esa interferensiyalar hodisalarini bir vaqtda kuzatishga va shu bilan ularni bir - biri bilan taqqoslashga imkon beradi.

- Optik kursini devordan taxminan 2,0 m masofada parallel qilib o'rnatish.
- Rasm.3 da keltirilganidek, galogen lampani H optik kursiga joylashtirish.
- S_1 nur ajratgichni galogen lampadan 30 sm masofada optik kursiga joylashtirish va uni 45° burchak ostida to'g'irlash.
- Galogen lampani H yoqish va uni nur ajratgichga yo'naltirish.
- Rasm.3 da keltirilganidek, nayezenik va konsoldan foydalanib, linzani L_1 bevosita nur ajratgich S_2 oldiga joylashtirish.



Rasm. 3 O'tgan va qaytgan yorug'likda Nyuton xalqlarini bir vaqtda kuzatish uchun tajriba qurilmasi.

H: galogen lampa

LP yassi-qavariq linza va shisha plastina

S1, S2 nur ajratgichlar

L1, L2 xalqlarni shakllantirish uchun linzalar

- Nyuton xalqlari uchun shisha plastinalarni optik kursiga S_1 nur ajratgichdan taxminan 16 sm masofada joylashtiring (plastinadan masshtab S_1 nur ajratgich yo'nalishida ko'rsatilishi kerak)

- Nyuton xalqlari uchun shisha plastinalarli nayeazdnikni nur ajratgich tomon, to L_1 linza orqali devorda xalqasimon tasvir paydo bo'lmaguncha siljiting.

- Buning uchun oldin Nyuton xalqlari uchun shisha plastinalarli o'yiqli vintni bo'shating va keyin ehtiyotkorlik bilan qotiring.

a) shisha plastinalar tutashadi (ya'ni hali hiech qanday interferension xalqalar markazdan chiqmaydi va qaytgan yorug'likning eng ichki halqasi qoramtir bo'ladi.)

b) xalqasimon sistema aynan masshtabning markazida joylashadi (Xalqasimon sistema doimo aylanayotgan vint yo'nalishida siljiydi)

- Agar zarur bo'lsa, L_1 linzani to xalqasimon tasvirning devordagi obrazi keskin bo'lmaguncha siljiting.

- L_1 linzani Nyuton xalqlari uchun shisha plastinalarli nayeazdnikdan taxminan 20 sm masofada joylashtiring.

- S_2 nur ajratgichni optik kursiga Nyuton xalqlari uchun shisha plastinadan taxminan 35 sm masofada joylashtiring.

- Nur ajratgichni optik o'qqa nisbatan 45° burchak ostida shunday to'g'irlangki, lampa yorug'ligi qaytgan yorug'lik interferensiyasi manzarasi oldida sezilsin.
- L_1 linzani S_2 nur ajratgich tomon to o'tgan yorug'likning xalqasimon tasvir obrazi (va masshtabi) keskin bo'lmaguncha siljiting.

Tajribani o'tkazish

- Interferensiyasi hodisalarni kuzating va yorqin hamda qoramtir xalqlar ketma-ketligiga nisbatan, o'tgan va qaytgan yorug'likning konsentrik xalqlari obrazini taqqoslang.
- Proyeksiyalangan masshtab orqali markazning yorqin va qoramtir diametrini o'lchang.
- Proyeksiyalangan masshtab orqali xalqlarning yorqin va qoramtir diametrini o'lchang
- Bu ikki interferensiyasi manzaraning kontrastini taqqoslang

Tajriba namunasi

O'tgan yorug'likda kuzatilgan interferensiyasi manzara: past kontrast
Markazi qora va atrofida konsentrik qoramtir xalqlar. Xalqlarning chegaralari bo'yalgan.

Qaytgan yorug'likda kuzatilgan interferensiyasi manzara: yuqori kontrast
markazi yorqin va yorqin konsentrik xalqlar bilan o'ralgan. Xalqlar chegaralari bo'yalgan.

Jadval 1: Mos ravishda qaytgan yorug'lik uchun maksimum intensivlikning yoki o'tgan yorug'lik uchun minimum intensivlikning xalqasimon diametri D .

	$\frac{D_k^1}{mm}$	
	Qaytish	O'tish
Markaz	3.2	3.3
xalqa 1	6.2	6.3
xalqa 2	8.4	8.6
xalqa 3	10.2	10.4
xalqa 4	11.5	11.6
xalqa 5	12.8	13.0

Radius ortgan sari qo'shni xalqlar orasidagi masofa kamayib boradi.

Hisoblashlar

Jadval 1, bo'yicha qaytgan va o'tgan yorug'likda kuzatilgan bu ikkita interferension manzaralarning markazlari va xalqa diametrlari teng.

Rasm 4 da diametrlar kvadratlari D^2_k bilan xalqalar indeksleri K orasidagi munosabat keltirilgan.

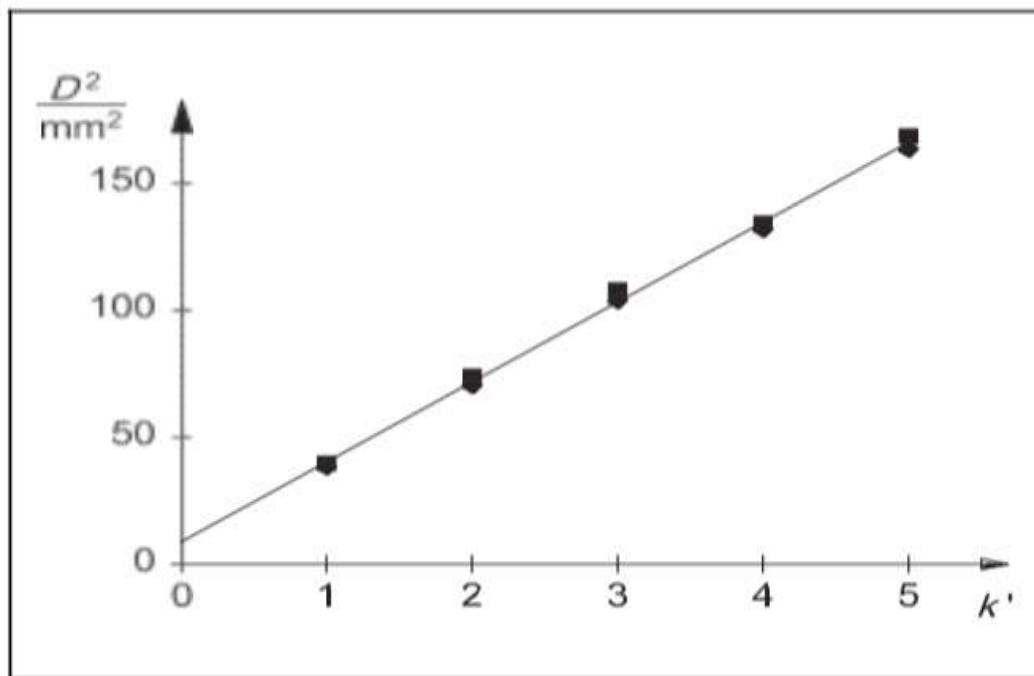
$a = 31,6 \text{ mm}^2$ uchun to'g'ri chiziqli og'masida oqali (VI) sababli quyidagiga ega bo'lamiz:

$$a = D^2_k + 1 - D^2_k = 4 \times R \times \lambda$$

Egrilik radiusi R Nyuton xalqalari uchun shisha plastinalar instruksiyasida berilgan.

$R = 12,144 \text{ m}$ ga teng.

Undan $\lambda = 650 \text{ nm}$ olinib, diametrni o'lchash uchun qizg'ish chetlardan foydalanilgani fakti bilan mos keladi.



Rasm. 4 Xalqasimon diametrning kvadrati interferension xalqa indeksiga nisbatan chizilgan

- qaytgan yorug'lik, • o'tgan yorug'lik

Xulosalar

O'tgan va qaytgan yorug'liklardagi Nyuton xalqalari bir-birini to'ldiradi. O'zaro bog'liqlik yuqoriroq optik zichlikli muhitda TI fazaning sakrab o'zgarishi orqali amalga oshadigan $\lambda/2$ qo'shimcha yo'l tufayli kelib chiqadi.

O'tgan yorug'likda yorqin va qoramtirlar orasidagi kontrast qaytgan yorug'likdagiga nisbatan ancha sust.

Qo'shimcha ma'lumotlar

Interferension manzarada qora markazning yuzaga kelishi yuqoriroq optik zich muhitdan qaytib, fazasi $\lambda/2$ sakrab duchor bo'lgan yorug'likning bevosita isbotidir. $d \ll \lambda$ qalinlik uchun yo'l farqi – faza sakrab o'zgarmaydi -nol bo'ladi, interferensiya qorog'ulikka emas, balki maksimal yorqinlikka olib kelishi kerak. Faqat $\lambda/2$ ni inobatga olish orqaligina tajriba natijasi tushuntirilishi mumkin.

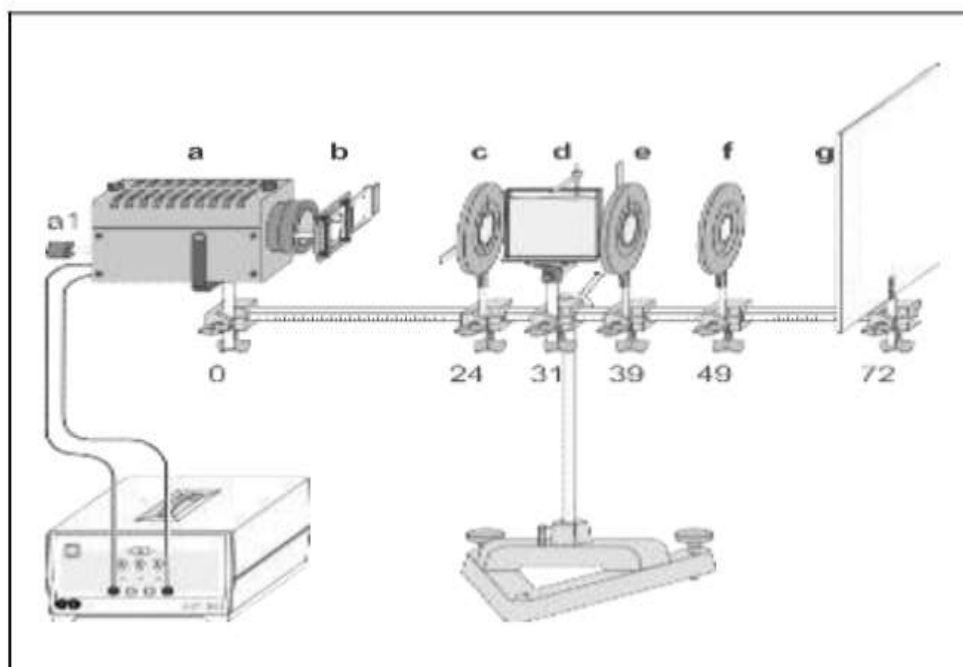
Ammo, T. Yung ko'rsatganidek, agar Nyuton xalqalarini generasiyalash uchun linza kronglasdan va plastina flintglasdan tayyorlangan va shisha plastina bilan yassi - qavariq linza oralig'idagi joy havo o'rniga xitoy nefti bilan to'ldirilgan bo'lsa, qaytgan yorug'likda markazda yorqin dog' kuzatiladi. Neftning sindirish ko'rsatgichi kronglas bilan flintglasning sindirish ko'rsatgichlari orasida yotgani uchun, qaytish yuqoriroq optik zichlikli muhitdan yuqorida va juda yupqa qatlam $d \ll \lambda$ uchun pastda ro'y beradi. Qaytgan yorug'lik holida intensivlikning maksimumi markazda yuzaga keladi.

Qutblanish tekisligini shakar eritmasi bilan burish

Tajribaning maqsadi

Qutblanish tekisligining konsentrlangan shakarli eritmada burilishini bir-biriga ko'ndalang o'rnatilgan ikki polyarizator bilan kuzatish.

Uchta turli yorug'lik ranglari uchun burish burchagini aniqlash.



Rasm. 1 Qutblanish tekisligini shakar eritmasi bilan burilishini kuzatish uchun tajriba qurilmasi

- a Galogen lampa korpusi
- b Yorug'lik filtri (tasvir siljitgichda)
- c Polyarizator
- d Shakar eritmasi
- e Analizator
- f Linza
- g Kuzatish ekran

Umumiy ma'lumotlar

Optik aktivlik bir qator moddalar uchun xos bo'lib, bu moddalardan chiziqli qutblangan yorug'lik o'tganda qutblanish tekisligi buriladi. Bunday hodisa ba'zi eritmalarda ham yuz beradi. Erigan moddaning molekulyar strukturasi yorug'likning o'ng aylanishli va chap aylanishli qutblanishiga olib kelib, ular eritmada turli fazaviy tezlikda harakatlanadi. Eritmaga tushayotgan chiziqli qutblangan yorug'lik o'ng va chap aylanishli qutblangan to'lqin qismlariga ajralishi mumkin. To'lqinning ikki qismlari turli fazaviy tezlikda tarqalib, bosib o'tgan masofasiga proporsional bo'lgan fazalar farqini keltirib chiqaradi. To'lqinning ikki

qismi bu masofani bosib o'tganidan so'ng, superpozisiya natijasida yo'nalishi asl to'lqinga nisbatan burilgan chiziqli qutblangan to'lqinga aylanadi.

Burilish burchagi molekulyar strukturaga, eritmada yorug'lik yo'li davomligidagi erigan modda konsentrasiyasiga va yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liq. Kuzatuvchi yorug'lik nuri tarqalishi yo'nalishiga qarama-qarshi qaraganida, yorug'likning qutblanish tekisligi soat strelkasi bo'yicha burilsa(o'ng aylanish) unga musbat qiymat beriladi. Aksincha, soat strelkasiga teskari aylanishni chap aylanish deb atashadi va unga manfiy qiymat beriladi.

Asosan har qanday optik aktiv moddada o'ng aylanishli va chap aylanishli modifikasiyalar bo'lishi mumkin.

Bu ikki modifikasiyaning mo'ayyan aylantirish qiymati bir-biriga teng va qarama-qarshi ishoraga ega. Ikkala modifikasiyaning aralashmasi burish burchagini kamaytiradi. Ikkala modifikasiya teng proporsiyada bo'lgan aralashma resemat deb ataladi.

Tajribada qutblanish tekisligining burilishi bir-biriga ko'ndalang o'rnatilgan ikkita polyarizatorida kuzatiladi. Konsentrlangan eritma D(+) - suvdagi saxaroza optik aktiv modda sifatida qo'llaniladi. D(+) belgi qutblanish tekisligini modda o'ng tomonga aylantirishini anglatadi.

Asboblari va jihozlari

1 D(+)-saxaroza, 100 g	674 605
1 galogen lampa , 12 V/100 Vt	450 63
1 galogen lampa korpusi 12 V, 50/100 Vt . .	450 64
1 galogen lampa korpusi uchun tasvir siljtgich .	450 66
1 yorug'lik filtri, qizil	468 03
1 yorug'lik filtri, yashil	468 07
1 yorug'lik filtri, ko'k..	468 11
1 transformator 2 ... 12 V	521 25
1 ko'zgusimon shisha yacheyka 100 x100 x10 mm ³ ...	477 20
2 polarization filtr	472 401
1 linza, f = + 100 mm	460 03
1 prizmalı stol	460 25
1 yarim shaffof ekran	441 53
1 kichik optik kursi	460 43
1 taglik asos, V-simon, 28 sm	30001
6 Leybold multiqisqichlari	301 01
1 qo'l sopli qoshiq	666 963
Ko'ndalang kesimi 2.5 mm ² bo'lgan ulash simlar	

Tajriba qurilmasi

Tajriba qurilmasi Rasm 1 da keltirilgan.

- Rasm.1 da keltirilganidek, kichik optik kursiga komponentlarni yig'ing, rasmda chapdagi Leybold multiqisqichidan o'rinlar berilgan.
- Polyarizasiya filtrlarini shunday to'g'rilangki, ularning shkalasidagi belgilar kuzatish ekraniga qaragan bo'lsin va ikkalasi ham 90° ga o'rnatilsin.
- Galogen lampa korpusini 100 Vt dan foydalanishga moslashtiring (qaytargichdan foydalaning, galogen lampa korpusidan foydalanish instruksiyasiga qarang).
- Galogen lampani lampa korpusidagi sterjen yordamida (a1) to'g'rilang va optik kursidagi linzani shunday siljitingki, kuzatish ekranidagi ko'rish maydoni bir jinsli yoritilsin.
- Ko'zgusimon shisha yacheykaga 50 ml suv soling (to'lish sathi = 5 sm). Ko'zgusimon shisha yacheykani prizmalı stolga joylashtiring va uni kuzatish maydoniga markazlashtirib to'g'rilang.

Tajribani bajarish

a) Oq yorug'likni kuzatish:

- Analizatorni 0° ga o'rnatish va butun ko'rish maydonini kuzatish.
- Ko'zgusimon shisha yacheykani nur yo'lidan oling va ehtiyotlik bilan taxminan 20 qoshiq D (+) – saxarozani suvga soling.

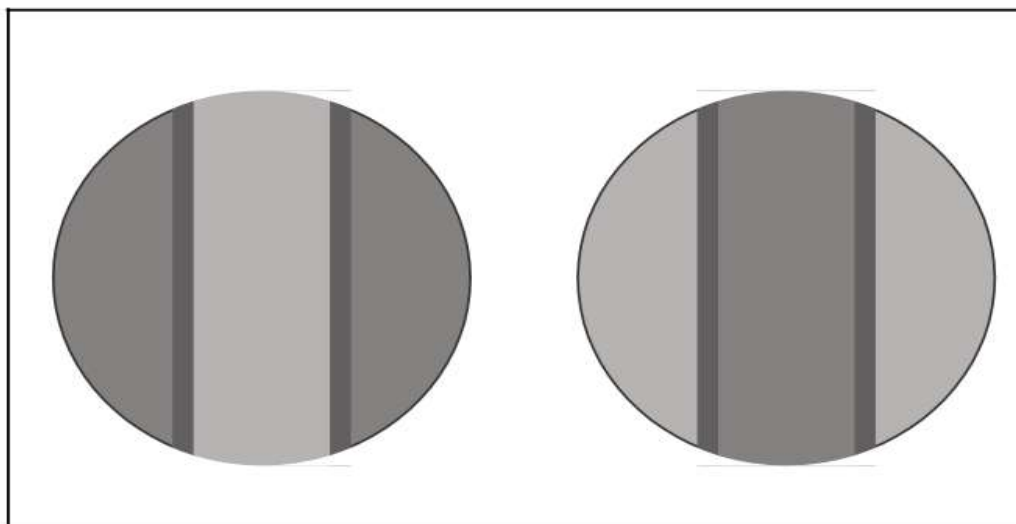
Chayqash orqali D (+) - saxarozani maksimal to'liq eriting.

Ko'zgusimon shisha yacheykani qayta nur yo'lining markaziga joylashtiring va ko'rish maydonini kuzatish.

Analizatorning qutblash yo'nalishini buring va buning barchasini ko'rish maydonida kuzatish

b) Monoxromatik yorug'likni kuzatish:

- Galogen lampa korpusining chiqish aperturasidagi tasvir siljitgichga qizil yorug'lik filtni o'rnatish va analizator bilan ko'rish maydonining o'rta qismida maksimal qorong'ulikga erishish (Rasm.2 ga qarang)
- Analizator o'rnini qizil yorug'lik uchun eritmaning burish burchagi sifatida qabul qiling.
- Qizil yorug'lik filtni yashil bilan almashtiring va burish burchagini yana aniqlang.
- Ko'k yorug'lik filtni uchun burish burchagini aniqlang



Rasm. 2 Shakarli eritma nur yo'liga qo'yilgandan keyin monoxromatik yorug'lik uchun ko'rish maydoni (chapdagi: analizator o'rni 0^0 , o'ngdagi: ko'rish maydonining markaziy qismida maksimal qorong'ulik)

Tajriba namunasi va hisoblashlar

a) Oq yorug'likni kuzatish:

Eritma: 20 to'la qoshiq D(+)-saxaroza 50 ml suvda

Agar polyarizator va analizator perpendikulyar bo'lsa, eritma ko'rish maydonini yoritadi. Burchak holatiga qarab ko'rish maydonidagi ranglar o'zgaradi (ikkilamchi ranglar)

b) Monoxromatik yorug'likni kuzatish:

Jadval 1: Yorug'likning turli ranglari uchun burish burchaklari

Filtr	Burish burchagi
Qizil	25^0
Yashil	40^0
Ko'k	55^0

Xulosalar

D(+)-saxarozaning suvdagi eritmasi optik aktiv. Qutblanish tekisligini burish burchagi D(+) belgiga mos, musbat. U yorug'likning to'lqin uzunligiga kuchli bog'liq.

Atom va Yadro fizikasi

Atom fizikasi

1. Plank doimiysini kompakt o'lchash qurilmasi yordamida aniqlash

2. Elektronning Solishtirma zaryadini aniqlash

Kirish tajribalari

Plank doimiysi

Plank doimiysini kompakt o'lchash qurilmasi yordamida aniqlash

Tajriba ob'ektlari

* Elektronlarning kinetik energiyasini yorug'lik chastotasining funksiyasi sifatida o'lchash.

* Plank doimiysi h ni aniqlash

Kirish

Plank doimiysi

$$h \text{ or } \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

fizikaning fundamental doimiylaridan biri bo'lib, mikrofizikaviy ob'ektlarning, misol uchun elektronlar va fotonlarning, kvant xarakteristikalarini tavsiflashda ishlatiladi. Shuning uchun, Plank doimiysi ko'p tajribalarda tabiatning kvant xossalarini tavsiflashda fundamental doimiy sifatida ishlatiladi.

Bu tajribada Plank doimiysi h fotoelektrik effekt yordamida aniqlanadi.

Asosiy ma'lumotlar

Elektronlar metal sirtidan yorug'lik nurlari yordamida urib chiqarilishi mumkin (fotoelektrik effekt). "Fotoelektronlarning " soni yorug'lik intensivligidan bog'liq bo'ladi. Ammo, urib chiqarilgan elektronlarning energiyasi faqat yorug'lik chastotasidan bog'liq bo'ladi. Bu tajribalarning natijalari 1905 yilda Eyinshteyn tomonidan tushuntirib berildi. Bunda U yorug'lik "fotonlar" deb ataluvchi zarrachalarning oqimidan tashkil topgan deb faraz qildi, va har bir fotoelektron energiyasi chastotaga proporsional bo'lgan individual foton tomonidan urib chiqariladi deb faraz qildi, ya'ni foton energiyasi:

$$E = h \cdot \nu \quad (1)$$

"Eyinshteyn munosabati" bu jarayon uchun energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Har bir urib chiqarilgan elektron fotonning $h \cdot \nu$ energiyasini oladi. Chiqish ishi W dan ortiqcha energiya elektron tomonidan kinetik energiya E_{kin} sifatida olinadi:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m v^2 = h \cdot \nu - W \quad (2)$$

Elektronning chiqish ishi material turidan bog'liq bo'ladi.

Plank doimiysi h fotoyacheykani monoxromatik yorug'lik (ya'ni, maxsus to'lqin uzunlikka ega bo'lgan yorug'lik) bilan ekspozitsiyalash yo'li bilan aniqlanishi mumkin

va urib chiqarilgan elektronlarning kinetik energiyasi o'lchanishi mumkin. Rasm 1. da bunday tajribaning sxematik tasviri keltirilgan. Yorug'lik halqa shaklidagi anod orqali (platina sim) kaliy sirtiga tushadi. Fotoelektronlar anodgacha yetib boradi, va fototok I shaklida o'lchanadi.

Agar fotoelektronlar asta-sekin orttirilib boriladigan manfiy potentsial bilan qaytarilsa fototok mos ravishda kamayib boradi. Fototok qiymati nolga teng bo'lgandagi bu kuchlaishning qiymati U_0 ga chegaraviy kuchlanish deyiladi. Bu kuchlanishda hatto eng kuchsiz bog'langan elektronlar, ya'ni, eng kuchsiz chiqish ishiga ega bo'lgan va shuning uchun eng katta kinetik energiyaga E_{kin} ga bo'lgan elektronlar ham anod kuchlanishini yenga olmaydi.

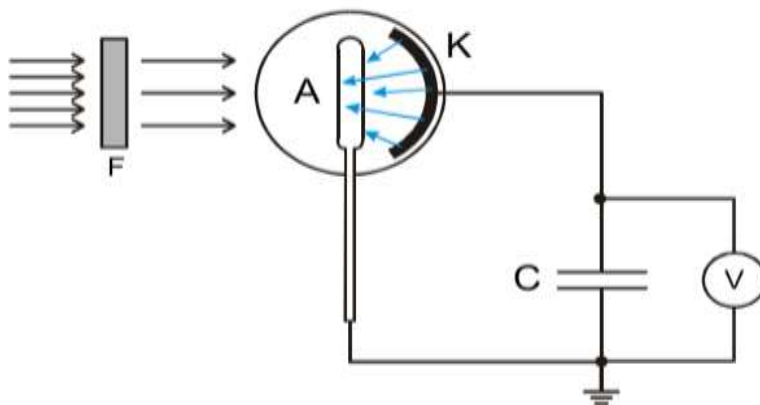
Bu tajribada anod kuchlanishi tushuvchi elektronlar bilan U_0 chegaraviy kuchlanishgacha zaryadlanadigan kondensatordan foydalanib hosil qilinadi. Chegaraviy kuchlanish U_0 bu kuchsiz bog'langan elektronlarning kinetik energiyasini hisoblashda foydalanilishi mumkin:

$$e \cdot U_0 = h \cdot \nu - W \quad (3)$$

e : elementar zaryad

W : chiqish ishi (qo'shimcha ma'lumotlarga qarang)

Agar tushuvchi yorug'likning chastotasi $\Delta \nu$ ga ortsa elektronning energiyasi $h \cdot \Delta \nu$ ga ortadi.



Rasm 1. Fotoelektrik effekt yordamida Plank doimiysini o'lchash uchun qurilmaning sxematik ko'rinishi.

To'lqin uzunligi bo'yicha filtr F yordamida hosil qilingan monoxromatik yorug'lik nuri fotoyacheykaning K katodiga tushadi. Fotoelektronlar anodga tomon harakatlanadi va C kondensatorni chegaraviy kuchlanish U_0 ogacha zaryadlaydi. Chegaraviy kuchlanish fototokni kompensatsiyalash uchun ΔU_0 ga orttirilishi lozim. Bu holat uchun quyidagi tenglama qo'llaniladi:

$$e \cdot \Delta U_0 = h \cdot \Delta \nu \quad (4)$$

ya'ni energiya $h \cdot \Delta \nu$ ga ortishi bilanoq eU_0 energiya yo'qotilishi bilan kompensatsiyalanadi.

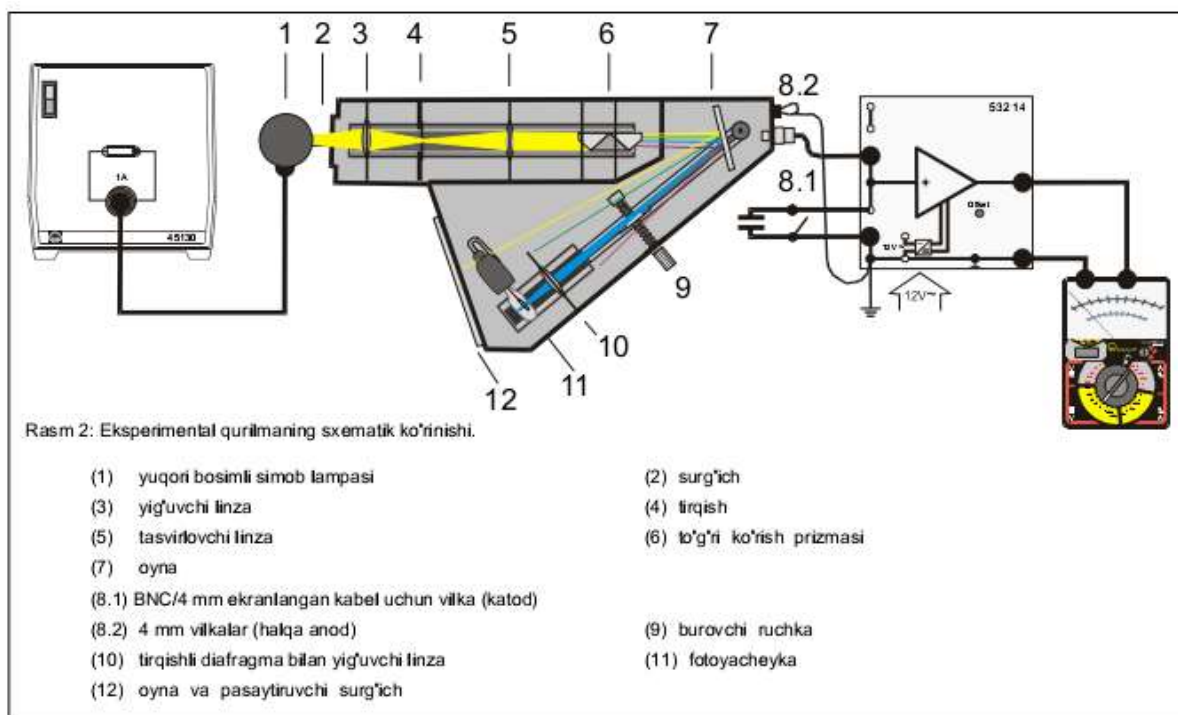
Agar chegaraviy kuchlanish U_0 chastota f limited voltage U_0 is plotted as function of ν ning funksiyasi sifatida chizilsa (IV) tenglama qiyaligi quyidagiga teng bo'lgan tog'ri chiziqni beradi:

$$\frac{\Delta U_0}{\Delta \nu} = \frac{h}{e} \quad (5)$$

Qiymati ma'lum bo'lgan elementar zaryad uchun Plank doimiysi h U_0 (ν) grafikning qiyaligidan aniqlanishi mumkin.

Asboblarni ro'yxati

1 h ni aniqlash uchun fotoyacheyka.....	558 77
1 h uchun kompakt qurilma	558 79
1 Yuqori bosimli simob lampa.....	451 15
1 Universal drossel.....	451 30
1 Elektrometr kuchaytirgich.....	532 14
1 O'zgartiriluvchi energiya manbai 12 VAC	562 791
1 Kondensator 100 pF, 630 V	578 22
1 Kalit qo'shgich(NO), bir qutbli.....	579 10
2 Qisqichli vilka	590 011
1 Multimeter LD-analog 20.....	531 120
1 Ekranli kabel BNC/4 mm	575 24
1 Taqsimlash karobkasi.....	502 04
1 Juft kabellar, 50 cm, qizil/ko'k.....	501 45
1 Juft kabellar, 100 cm, qora	501 461
1 Ulash simlari Lead, 25 cm, qora.....	500 414
1 Ulash simlari, 100 cm, sariq/yashil	500 440

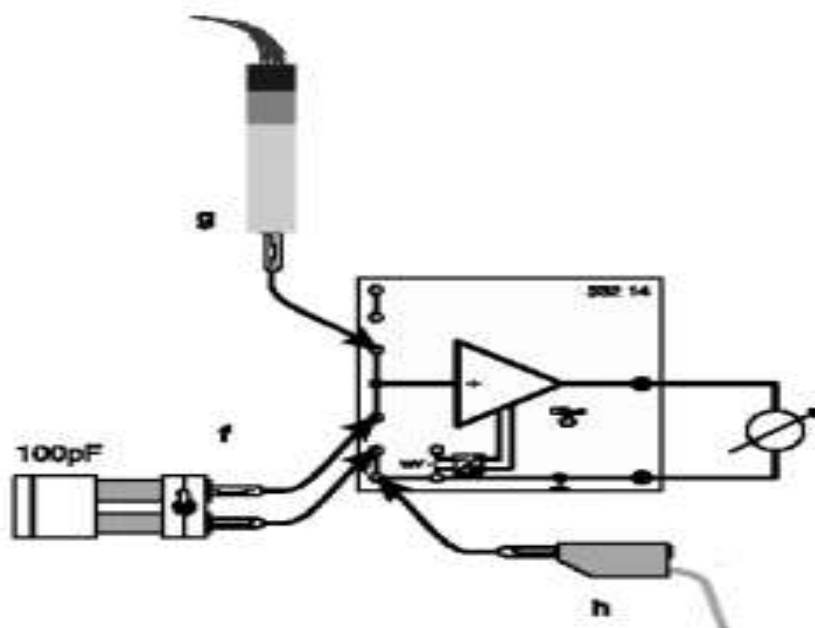


Qurilmaning elektr tuzilishi

Fotoyacheykaning metal halqali anodiga tushuvchi fotoelektronlar kondensatorni zaryadlaydi, va unda chegaraviy kuchlanish U_0 ni hosil qiladi. Fotoelektronlarning kinetik energiyani aniqlash uchun shu kuchlanishni o'lchash lozim. Elektrometr kuchaytirgich kondensatordagi kuchlanishni o'lchash uchun foydalaniladi.

Rasm 2. va Rasm 3. da ko'rsatilgan elektrometr kuchaytirgich zanjirini tuzing:

- Qisqichli vilka (f), 100 pF kondensator va kalitni ulang (Rasm 3)
- Ekranli kabel BNC/4 mm ni BNC pozetkaga (Rasm 2. da 8.1.) va elektrometr kuchaytirgichga (g) ulang; Ekranli kabel BNC/4 mm ning "yer" simini elektrometr kuchaytirgich "yer" iga ulang (Rasm 3. h)
- 4 mm rozetkalarining har ikkalasini(Rasm 2.da 8.2–kabel halqasi) 25 sm li kabel bilan ulang. 4 mm li rozetkani 100 sm li kabel bilan elektrometr kuchaytirgichning "yer" kontaktiga ulang (Rasm 3. h)
- Multimetрни 50 sm li kabel bilan elektrometr kuchaytirgichning chiqishiga ulang (Rasm 2.)
- Elektrometr kuchaytirgichning "yer"ini taqsimlovchi karobkaning "yer" kontakti bilan sariq/yashil kabel yordamida ulang.



Rasm 3: Chegaraviy kuchlanish Uoni o'lchash uchun elektrometr kuchaytirgich zanjiri

Qurilmani optik to'g'rilash

Rasm 2. ga mos tayyorlash: chiqarish oynasining pleksiglass platasining ichki qismini (12) oq qog'oz bilan yoping. (6) to'g'ri korish prizmasini va (10) tirqishli diafragma bilan linzani nur yo'lidan olib qo'ying. "elektr ulashlarni o'rnatish" tavsiflangan elektr ulashlarni bajaring (Rasm 3. ga qarang). Yuqori bosimli simob lampasini (1) kompakt qurilma asosidan dan taxminan 5 mm masofada o'rnatang.

-Yuqori bosimli simob lampasining (1) tasvirini linza (3) bilan tirqish (4) ustida hosil qiling. Lampani va linzalarni to'g'rilang (tirqish tutgichning o'rtasida).

- Tirqishning tasvirini chiqarish oynasining ustida tasvirini (5) linzani to'g'rilash bilan, agar lozim bo'lsa (7) oynani to'g'rilash bilan hosil qiling .

-To'g'ri ko'rish prizmasi (6) ni shunday kiritingki, yuqori bosimli simob lampasining har ikkala, binafsha chizig'i va sariq chizig'i chiqarish oynasiga to'g'ri tushsin.

-Fotoyacheykani rozetkaga burab kiriting; tirqishli diafragma biriktirilgan linzani nurning yo'liga shunday joylashtiringki spektral chiziq tasviri fotokatod ustida hosil bo'lsin.

- Agar lozim bo'lsa ikkinchi qadamni takrorlang.

Izoh: Optik sirtlarni toza saqlang. Chang va barmoq izlarining natijasida parazit nurlar hosil bo'lib, ular past chastotalarda nihoyatda katta chegaraviy kuchlanishga (U_0 ga) olib keladi.

Tajribalarni o'tkazish

Izoh:

Kondensatorning kuchlanishiga turli induktsion effektlar ta'sir qilishi mumkin. Bu qismni tajriba davomida imkoni boricha kamroq siljiting Fotoyacheykaning

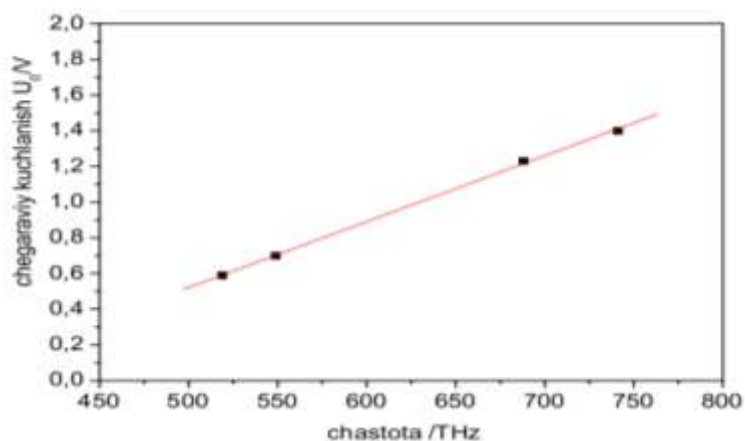
kirilanishi anod va katod o'rtasida tok qochishiga olib kelishi va chegaraviy kuchlanish U_0 ni o'lchashga ta'sir etishi mumkin. Fotoyacheykani spirt bilan tozalang. Qo'shimcha ma'lumotlar uchun fotoyacheykaning 55877 ko'rsatmalar kitobiga qarang

- Xonani qisman qoronfilashtiring. (10) linza tirqishli diafragmasining tasviri chiqarish oynasida ko'rinadi.
- Multimetrni qo'shing va 3 V DC diapazonga ornating.
- Sariq nur uchun chegaraviy kuchlanish U_0 ni aniqlang: buni bajarish uchun (9) ip yordamida buraluvchi ruchkani sariq chiziqli chiqarish oynasidan ko'rinadigan qilib to'g'rilang.
- Agar siz tajribani qorong'ilashtirilmagan xonada o'tkazsangiz (12) chiqarish oynasini qorong'ilashtiruvchi surg'ich bilan yoping.
- Kondensatorni kalitini pastga bosib, multimetr nolni ko'rsatguncha razryadlang
- Tajribani qo'shish kalitini ulash bilan boshlang; kondensator chegaraviy kuchlanish U_0 gacha zaryadlanguncha taxminan 30 s dan to 1 min gacha kuting.
- U_0 uchun o'lchangan qiymatlarni yozib oling.
- Bu ishlarni yashil, ko'k va binafsha spektral chiziqlar uchun takrorlang.

O'lchash misollari

Jadval 1: O'lchangan chegaraviy kuchlanish U_0 to'lqin uzunligi λ va chastota ν ning funktsiyasi sifatida

Rang	$\frac{\lambda}{nm}$	$\frac{\nu}{THz}$	$\frac{U_0}{V}$
Sariq	578	519	0.59
Yashil	546	549	0.70
Ko'k	436	688	1.23
Binafsha	405	741	1.40



Rasm4: Chegaraviy kuchlanish U_0 chastota ν ning funktsiyasi sifatida (Jadval 1 ga qarang).

Izoh: Yuqori bosimli simob lampasining turli chiziqlarining chastotasi prizmadan foydalanib, yoki P5.7.1.1 va P5.7.2.1. tajribalarda tavsiflangan panjarali spektrometr yordamida aniqlanishi mumkin.

Hisoblashlar va natijalar

Rasm 4. da chegaraviy kuchlanish U_0 ning yuqori bosimli simob spektral chiziqlarining chastotasi ν dan bog'liqlik grafigi tasvirlangan. O'lchash natijasida aniqlangan nuqtalar bir to'g'ri chiziqda yotadi. To'g'ri chiziqning qiyaligini aniqlash natijasida quyidagini aniqlash mumkin:

$$\frac{\Delta U_0}{\Delta \nu} = 0.38 \cdot 10^{-14} \text{Vs}$$

Elementar zaryad bilan

$$e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$$

bunda Plank doimiysi uchun:

$$h = 6.1 \cdot 10^{-34} \text{Js}$$

Adabiyotlardagi qiymatlar: $h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{Js}$

Ajralib chiqqan fotoelektronlarning kinetik energiyasi tushayotgan nurning chastotasidan bog'liq bo'ladi. Plank doimiysini chegaraviy kuchlanishning U_0 qiymatini turli chastotalar uchun o'lchash natijasida aniqlash mumkin.

Qo'shimcha ma'lumotlar

1. Chiqishishi material turidan bog'liq. Katod sifatida kaliydan foydalanish, elektronlari kuchsiz bog'langanligi va chiqish ishi ishqoriy metallarda boshqa metallarga nisbatan kichik bo'lganligi sababli tanlab olingan.
2. Fotoelektrik effektini o'z ichiga oladigan jarayonni chuqurroq tushunish uchun, metallarda elektronlarning energetik taqsimotini o'rganib chiqish lozim bo'ladi. Elektronlarning kinetik energiyasi eU_0 ning nurlantiruvchi yorug'lik chastotasidan bog'liqlik grafigidan (II) tenglama bilan mos holda, ordinata bilan kesishishidan chiqish ishini aniqlash mumkin.

Ammo bu, birinchi qarashda tuyulganidek, katodning chiqish ishi emas. Prinsip jihatdan katodning chiqish ishini o'lchash imkoni yo'q:

Katoddagi elektronlar E_F Fermi sathiga nisbatan olinganda chuqurligi W_C bo'lgan potentsial chuqurlikda joylashadi. Xuddi shu yo'l bilan olinganda, anoddagi elektronlar ham chuqurligi W_A bo'lgan potentsial chuqurlikda joylashadi.

Anod va katod o'rtasida elektr o'tkazuvchan bog'lanish amalga oshirilganda, ularning materiallarining Fermi sathlari bir xil balandlikka erishguncha to'g'rilanadi (Rasm 5). Agar anod va katod o'rtasiga U kuchlanish qo'yilsa, Fermi sathlari bir - biriga nisbatan eU energiyaga siljiydi. Bu ho'lda katoddagi elektronlar potentsial to'siqning eng yuqori nuqtasini yengib o'tishlari lozim bo'lib u quyidagi ifodadan topiladi:

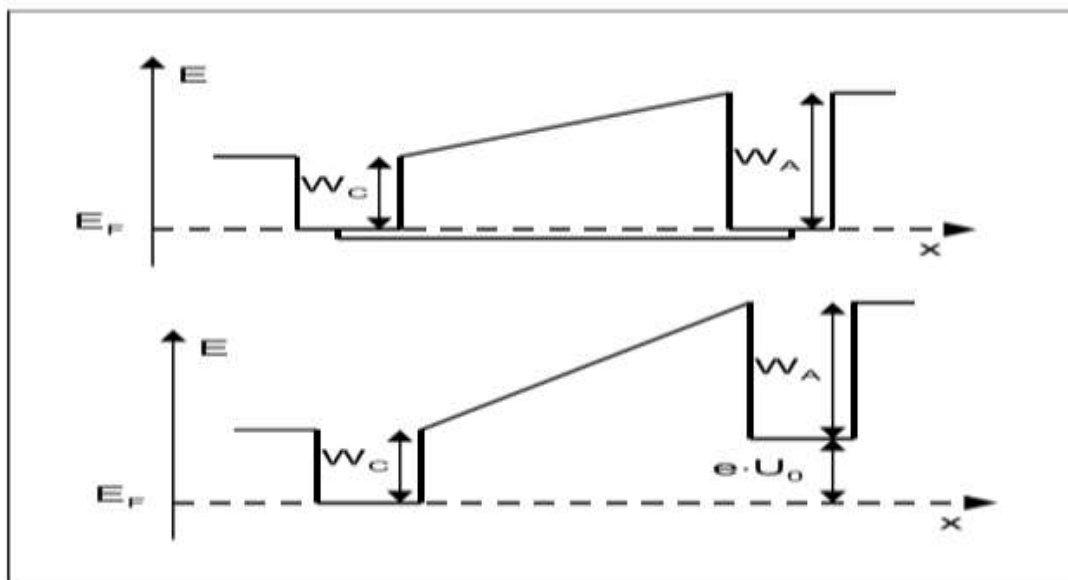
$$W_A + e \cdot U_0 \quad (6)$$

Potentsial to'siqni yengish uchun zarur bo'ladigan energiya foton tomonidan ta'minlanadi. Anod toki nol bo'ladi, qachonki quyidagi munosabat o'rinli bo'lsa

$$h \cdot \nu = W_A + e \cdot U_o \quad (7)$$

Ammo, anodning chiqish ishi W_A kristalning oriyentatsiyasidan va gaz atomlarining sirt akkumulyatsiyasidan bog'liq bo'lganligi uchun osonlikcha aniqlanib bo'lmaydi.

3.Tarixan, yorug'likning (II) tenglama yordamida taklif etilgan kvant xarakteri to undan bog'liq bo'lmagan holda Kompton tajribalarida tasdiqlanmaguncha turli mulohazalar ostida bo'lib turgan edi. Ammo, fotoelektrik effektga qarama-qarshi ravishda, Kompton effektida fotonlar energiyasining faqat bir qismigina elektronlarga o'tadi. (fotonlarning kuchsiz bog'langan elektronlarda sochilishi, P6.3.7.2 yoki P6.5.6.1tajribalarga qarang). Fotoelektrik jarayonlaonning energiyasi to'lig'icha yutiladi.



Rasm5: Turli chiqish ishiga ega bo'lgan ikki metal (katod va anod) uchun energetik diagramma.

Elektronning Solishtirma zaryadini aniqlash

Atom va Yadro Fizikasi

Kirish tajribalari

Elektronning solishtirma zaryadi

Tajriba ob'ektlari

- * Elektronlarning magnit maydonida aylanma orbita bo'ylab og'ishini o'rganish.
- * Magnit maydoni B ni doimiy r radiusli orbitadagi elektronlarni tezlashtiruvchi potensial U ning funksiyasi sifatida aniqlash.
- * Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.

Asosiy ma'lumotlar

Tajribaviy yol bilan elektronning massasi m_e ni aniqlash qiyin. Elektronning solishtirma zaryadini tajribalarda aniqlash esa osonroq hisoblanadi

$$\varepsilon = \frac{e}{m_e} \quad (1),$$

agar elementar zaryad e ma'lum bo'lsa (I) ifodadan elektronning massasi m_e ni hisoblab aniqlash mumkin. Bir jinsli magnit maydoni B da maydonga perpendikulyar ravishda v tezlik bilan harakatlanayotgan elektronga F Lorets kuchi ta'sir qiladi

$$F = e \cdot v \cdot B \quad (2)$$

va u tezlik vektoriga va magnit maydonga perpendikulyar bo'ladi. Markazga intilma kuch (Rasm 1. ga qarang)

$$F = m_e \frac{v^2}{r_e} \quad (3)$$

bu kuchlar ta'sirida elektron r radiusli orbitada harakatlanadi

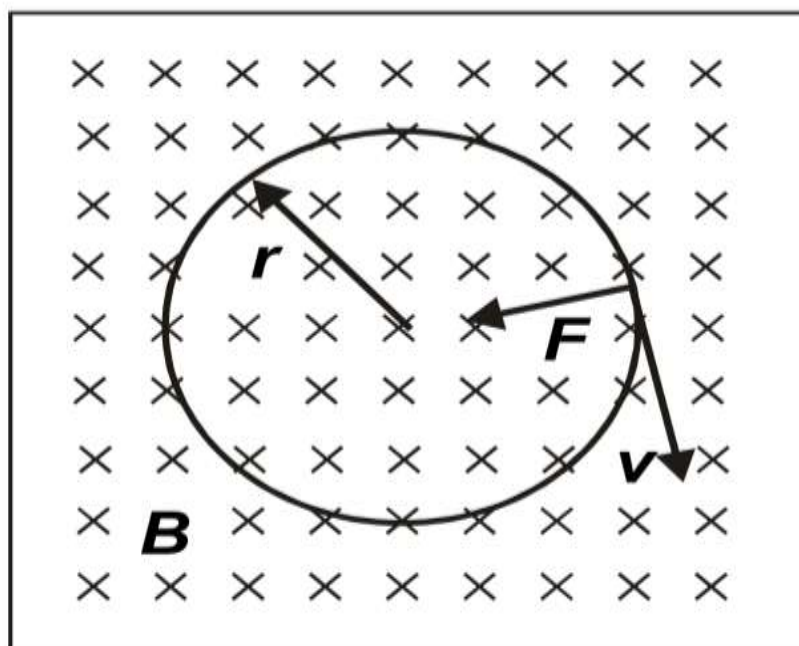
$$\frac{e}{m_e} = \frac{v}{r \cdot B} \quad (4)$$

Bu tajribada elektronlar elektron nurtrubkasida U kuchlanish yordamida tezlashtiriladi. Natijaviy kinetik energiya quyidagicha

$$e \cdot U = \frac{m_e}{2} \cdot v^2 \quad (5)$$

Shunday qilib elektronning solishtirma zaryadi :

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2 \cdot U}{(r \cdot B)^2} \quad (6).$$



Rasm 1: Elektronlarning B magnit maydonida Lorents kuchi F tomonidan berilgan r radiusli orbita bo'ylab og'ishi

Asboblarni ro'yxati

1 Elektron nur trubkasi	555 571
1 O'lchash qurilmasi va ushlab turgichiga ega bo'lgan Gelmgolts g'altagi	555 581
1 Trubkaning energiya manbai 0 dan 500 V	521 65
1 DC energiya manbai 0...16 V, 0...5 A.....	521 545
2 Multimetr LDanalog 20	531 120
1 Po'lat lentali o'lchagich, $l = 2 \text{ m}/78''$	311 77
3 Xavfsiz ulash cimlari, 25 cm	500 614
3 Xavfsiz ulash cimlari, 50 cm	500 624
7 Xavfsiz ulash cimlari, 100 cm	500 644

Qo'shimcha rekomendatsiya qilinadi:

1 Fizikaviy universal o'lchash asboblari	531 835
1 Aksial B-Sensor S.....	524 0382
1 kengaytirish kabeli, 15-qutbli.....	501 11

Texnika xavfsizligi

Diqqat: Elektronnur trubkasi elektronlarni tezlashtirish uchun 300 V gacha bo'lgan xavfli kuchlanish ulanishini talab qiladi. Bu xavfli kontakt kuchlanishi bilan ulangan boshqa kuchlanishlar ham kontakt xavfiga ega. Shuning uchun elektronnur trubkasi ishlab turgan paytda, tutgichning ulash paneli va Gelmgolts g'altaklarida xavfli kontakt kuchlanishi mavjud bo'ladi.

- * Barcha ulash panellarini xavfsiz ulash simlari yordamida ulang
 - * Tajribaviy qurilmani takroriy va qayta ulashdan oldin barcha energiya manbalarining o'chganligiga ishonch hosil qiling
 - * Elektr zanjirini to'la ulab bo'lmaguncha energiya manbalariga ulamang.
 - * Eksperimental qurilmaga, xususan, Gelmgolts g'altaklariga, ish jarayonida tegmang.
- Portlash xavfi: elektron nur trubkasi ichida vakuum hosil qilingan yupqa devorli shisha idish hisoblanadi.
- * Elektron nur trubkasini mexanik kuchlanishlar ta'siriga tushib qolishidan saqlang.
 - * Elektron nur trubkasini faqat tutgichda (555 581) ishlating.
 - * Tutgichning 6-qutbli vilkasini shisha asosga ehtiyotlik bilan ulang
 - * Elektron nur trubkasiga qo'shimcha ravishda berilgan ko'rsatmalar kitobchasini oqib chiqing.

Elektronnur trubkasida past bosimda vodorod molekulalari bo'ladi, va ular elektronlar bilan to'qnashganda nur chiqaradi. Bu esa elektronlarning orbitasini bevosita korinadigan bo'lishiga olib keladi, va orbita radiusi lineyka bilan o'lchab olinishi mumkin.

Magnit maydoni Gelmgolts g'altaklar juftida hosil qilinadi va u Gelmgolts g'altaklaridagi tok I ga to'g'ri proporsional:

$$B = k \cdot I \quad (7)$$

Magnit maydonida harakat qilayotgan elektron orbitasi r doimiy bo'lib turganda, tezlashtiruvchi potensial U ning tok kuchi I dan bog'liqligi (6) va (7) tenglamalarni shakl o'zgartirishdan hosil qilinishi mumkin:

$$U = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{1}{2} \cdot r^2 \cdot k^2 \cdot I^2 \quad (8)$$

Proportsionallik koeffisienti

$$k = \mu_o \cdot \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{n}{R} \quad (9)$$

$$\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \left(\frac{Vs}{Am} \right):$$

magnit doimiylik g'altakning radiusi $R=150$ mm va g'altak o'ramlar soni $n=130$ qiymatlardan foydalanib hisoblanishi, yoki kalibrovka grafigi $B=f(I)$ ni o'lchashdan foydalanib topilishi mumkin. U holda elektronning solishtirma zaryadini aniqlash uchun barcha kattaliklar ma'lum bo'ladi.

Qurilma

Izoh:

O'lchashlarni qorong'ilashtirilgan kamerada bajaring.

Gelmgolts g'altaklaridan 2 A dan katta toklar faqat qisqa vaqt oralig'ida o'tkazilishi mumkin.

Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash qurilmasi Rasm 2. da va uning ulash sxemasi Rasm 3. da ko'rsatilgan

-Trubkani energiya manбайдan uzing va barcha potensiometr aylanuvchi qismini eng chap holatga qo'ying

-Elektron nur trubkasining 6.3-V li kirish oxirini trubka manbaining 6.3-V li chiqishiga ulang.

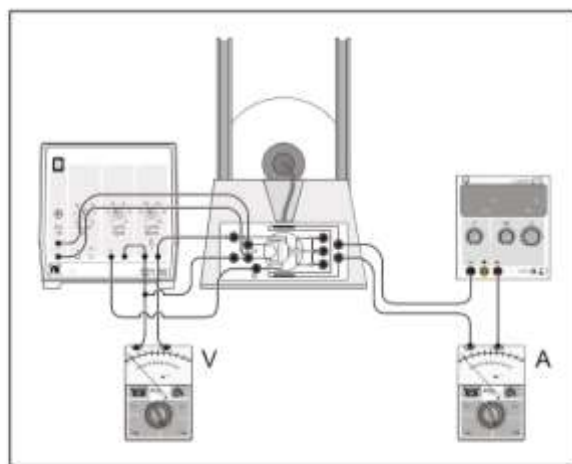
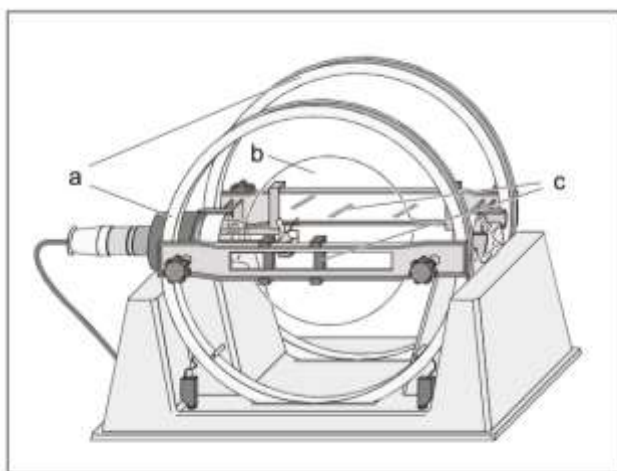
- Trubka manbaining 50 V lik chiqishining musbat qutbini 500 V lik chiqishining manfiy qutbi bilan qisqa tutashtiring va toza nur trubkasining (katod) "-" rozetkasi bilan ulang.

- Elektronnur trubkasining "+" rozetkasini (anod) 500 V chiqishning musbat qutbi bilan, W rozetkani (Venalt silindri, ENT da) 50 V lik chiqishning manfiy qutbi bilan ulang.

- Tezlashtiruvchi potensial U ni o'lchash uchun voltmetrni (o'lchash chegarasi 300 V_) 500 V lik chiqishga ulang.

-Elektronnur trubkasining og'diruvchi plastinkalarini anodga ulang.

- DC energiya manbai va ampermetrni (o'lchash chegarasi 3 A -) Gelmgolts g'altaklari bilan ketma-ket ravishda ulang.



Rasm 2. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash uchun tajriba qurilmasi

a Gelmgolts g'altaklari

b toza nur' trubkalari

c O'lchash asbobi

Rasm 3. Elektrik ulash

- Trubkaning energiya manbaini qo'shing va tezlashtiruvchi kuchlanishni $U=300$ V ga o'rnatish.

Termo-elektron emissiya bir necha minutdan keyin, katod qizib olgandan keyin boshlanadi.

-Elektronlar nurining fokusini Venalt Silindridagi kuchlanishni 0...10 V oraliqda o'zgartirish bilan to aniq, o'tkir uchli nur hosil bo'lguncha optimallashtiring.

- Gelmgolts g'altaklarini DC energiya manbaiga ulang, va elektronlar nuri yopiq orbita hosil qilib aylanadigan tokni toping

Agar elektronlar nuri anoddan chiqqandan keyin noto'g'ri yo'nalishda (chap tarafga) og'sa:

- har ikkala energiya manbalarini ochiring.

- Magnit maydon qutblarini o'zgartirish uchun DC energiya manbaining chiqishidagi kontaktlar qutblarini almashtirib ulang

Agar elektronlar yopiq orbita bo'yicha harakatlanmasdan, spiralsimon egri chiziq bo'yicha harakat qilsa:

-Har ikkala kronshteynning mahkamlovchi boltlarini bo'shating (toza nur trubkasi ma'lumotlar kitobchasini oqing)

-Toza nur trubkasini uning bo'ylama o'qi atrofida ehtiyot bo'lib, to elektronlar nuri yopiq orbita hosil qilguncha aylantiring.

- Mahkamlash bo'ltlarini qotiring.

Tajribalarni o'tkazish

- O'lchash qurilmasining chap slaydini shunday siljitingki, uning ichki uchi, oynaviy tasviri va elektron nurning chiqish tirqishi ko'rish chizig'ida yotsin

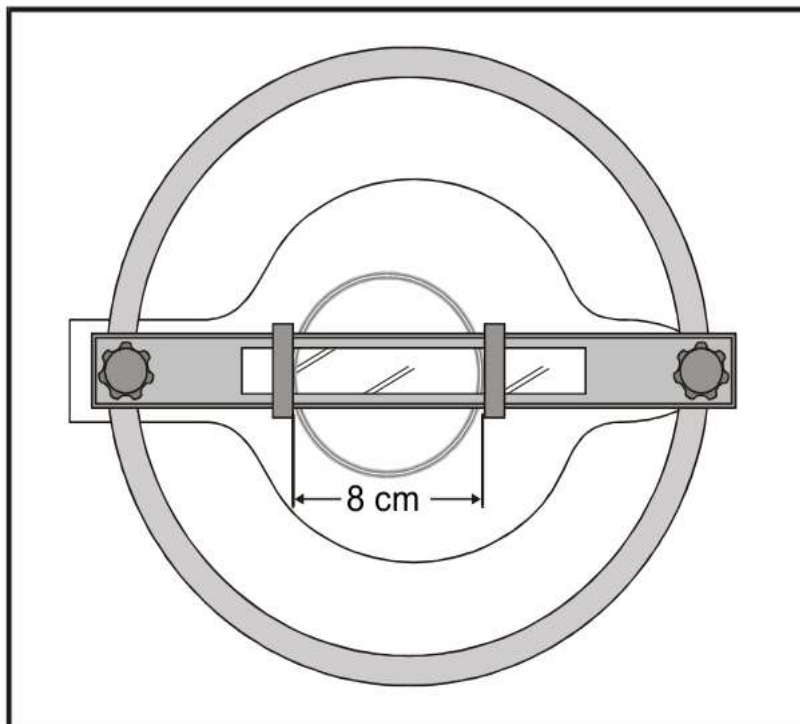
- Ong slaydni har ikkala ichki uchi uchun masofa 8 sm ga teng bo'ladigan qilib o'rnatish.

- O'ng slaydning ichki uchini kuzating, uni o'zining oynaviy tasviri bilan to'g'rilang, va g'altak toki I ni elektronlar nuri oynaviy tasvirni qoplovchi slayd uchi bo'ylab tangensial ravishda aylanguncha regulirovka qiling (Rasm 4. ga qarang)

- Tezlashtiruvchi potensial U ni 10 V qadam bilan 200 V gacha kamaytirib boring, va elektron nurlarining orbita diametri 8 sm ga teng bo'lgandagi g'altakdagi tok I ni tanlab oling.

- Tezlashtiruvchi potensial U va g'altak toki I ni yozib oling.

Rasm 4. O'lchash asbobi bilan orbita diametrini o'lchash



Gelmgolts magnit maydonini kalibrovka qilish:

Magnit maydonini kalibrovka qilish uchun qurilma Rasm 5. da ko'rsatilgan. Yuqorida qo'shimcha tavsiya etilgan asboblarni o'lchash ishlarini olib borish uchun zarur bo'ladi.

-Agar lozim bo'lsa barcha energiya manbalarni tarmoqdan uzing

-O'lchash qurilmasini va Gelmgolts g'altaklarini oldingi tarafga siljiting, toza nur trubkasiga ulanishlarni va ikki kronshteynning mahkamlash boltlarini (toza nur trubkasi uchun ko'rsatmalar kitobchasini o'qing) bo'shating

- Ehtiyotlik bilan elektronnur trubkasini chiqarib oling, va uni original korpusiga joylashtirib qo'ying

-Oldingi tarafdagi Gelmgolts g'altaklarini qayta yig'ing va ulang

-Aksial B-probe ni teslametrga ulang(o'lchash chegarasi 20 mT) va nol nuqtani kalibrovka qiling (Teslametr ko'rsatmalar kitobiga qarang).

-Aksial B-probe ni Gelmgolts g'altaklarining magnit maydoniga parallel ravishda juft g'alaklar markazi tomon siljiting.

- G'altaklardagi tok kuchini 0 dan 3 A gacha 0.5 A qadam bilan orttira boring, va B magnit maydonini o'lchang, o'lchangan qiymatlarni yozib oling.

Kalibrovkalashni tugatgandan keyin:

- Elektronnur trubkasini ko'rsatmasiga muvofiq qayta yig'ing.

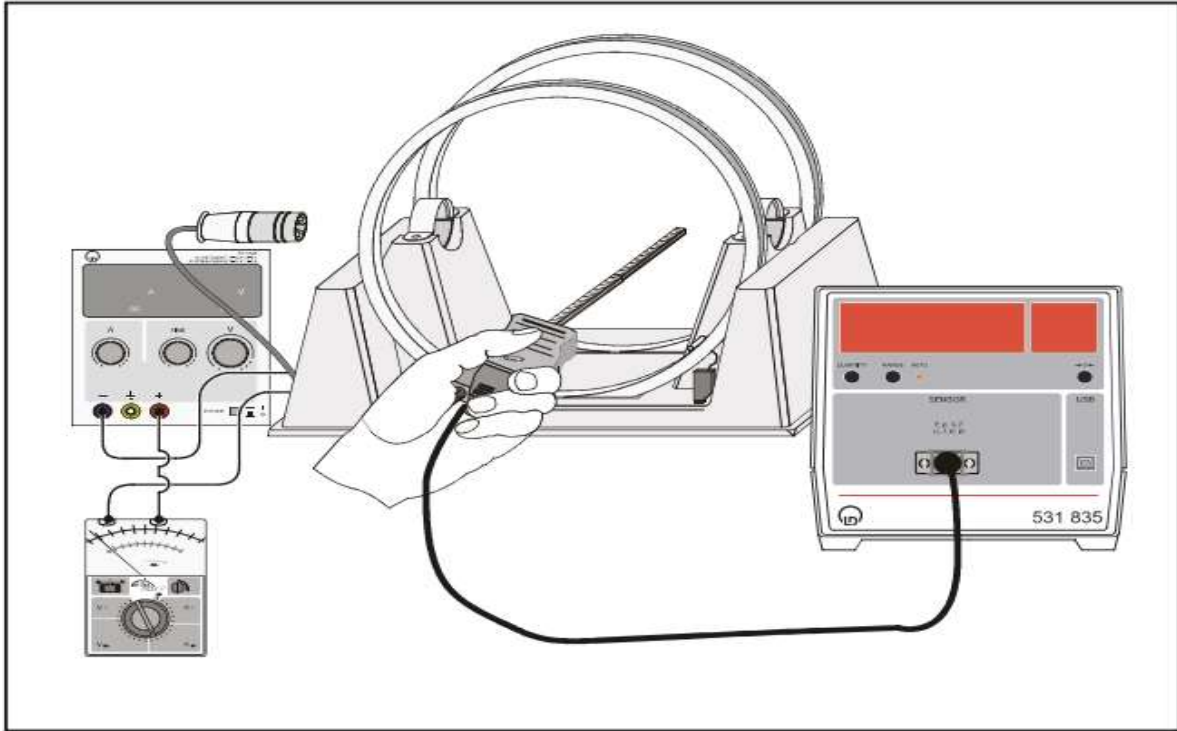
O'lchash misollari

Jadval 1: Doimiy $r = 0,04$ m radiusli orbita uchun, g'altakdagi tok I tezlashtiruvchi potensial U ning funksiyasi sifatida

$\frac{U}{V}$	$\frac{I}{A}$
300	2.15
290	2.10
280	2.07
270	2.03
260	2.00
250	1.97
240	1.91
230	1.88
220	1.83
210	1.79
200	1.75

Jadval2: Gelmgolts g'altaklarining B magnit maydoni g'altakdagi tok I ning funksiyasi sifatida. (Bu tajriba yuqorida tavsiya etilgan qo'shimcha qurilmalarni talab qiladi)

$\frac{I}{A}$	$\frac{B}{mT}$
0.5	0.35
1.0	0.65
1.5	0.98
2.0	1.34
2.5	1.62
3.0	2.05



Rasm 5. Gelmgolts magnit maydonini kalibrovka qilish uchun qurilma

Baholash va natijalar

Rasm 6. da 1-jadvaldagi o'lchangan qiymatlarning grafigi (8) tenglamaga muvofiq chiziqli ko'rinishda keltirilgan.

Natijaviy grafikning qiyaligi koordinata boshida quyidagicha

$$\alpha = 65,3 \text{ V A}^{-2}$$

(VIII) tenglamaga ko'ra elektronning solishtirma zaryadi

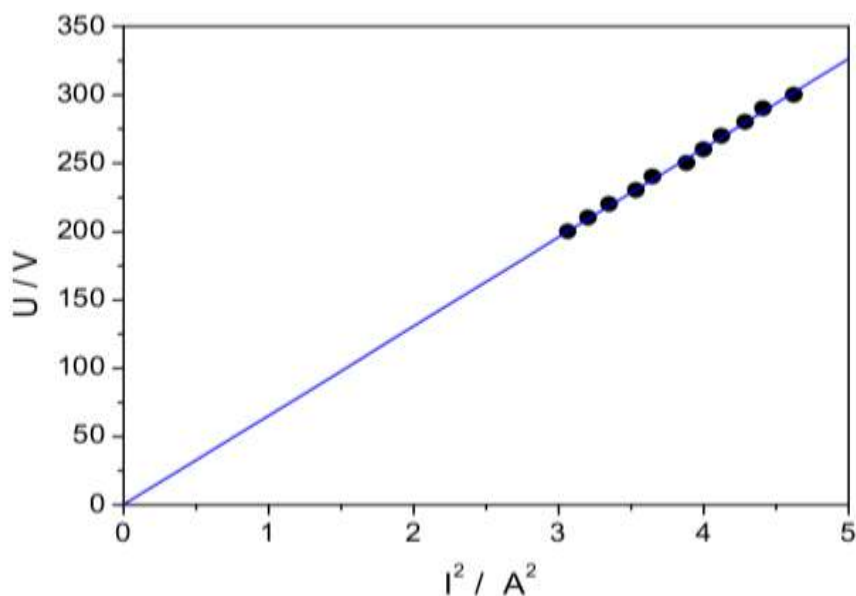
$$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot \alpha}{r^2 \cdot k^2}$$

Keyingi hisoblashlarga propotsionallik faktori k ning qiymati kerak bo'ladi.

Agar yorug'lik nurlari perpendikulyar ravishda tushsa, ($\alpha = \beta$) ular o'z yo'llari bo'yicha qaytadilar.

Agar yorug'lik nurlari qiya ravishda tushsa, ular boshqa yo'nalishda qaytadi, ammo parallelligicha qoladi.

Rasm 6. 1 jadvaldagi o'lchash natijalarining grafigi.



Proportsionallik faktori k ni Gelmgolts magnit maydoni kalibrovkasidan aniqlash.

2-jadvaldagi o'lchangan qiymatlar, yoki 7 Rasmdagi to'g'ri chiziqning koordinata boshidan o'tkazib, quyidagini olamiz.

$$K=0,67 \text{ m T A}^{-1}$$

va undan keyin

$$\frac{e}{m} = 1,8 \cdot 10^{11} \frac{As}{kg}$$

Proportsionallik faktori k ni hisoblash:

(IX) dan foydalanib, hisoblaymiz

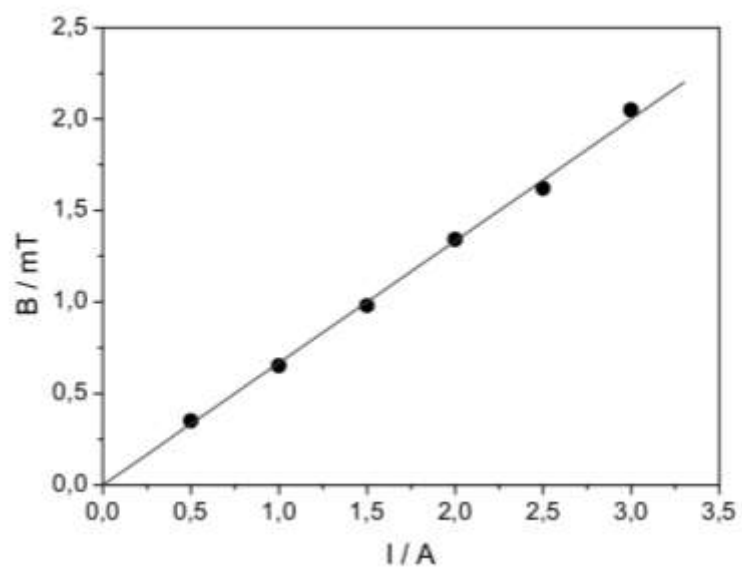
$$K = 0,78 \text{ m T A}^{-1}$$

va undan keyin

$$\frac{e}{m_e} = 1,3 \cdot 10^{11} \frac{As}{kg}$$

Hosil qilingan qiymat:

$$\frac{e}{m_e} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{As}{kg}$$



Rasm 7. Gelmgolts g'altagining magnit maydoni uchun kalibrovka grafigi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

Asosiy adabiyotlar

1. Savelev I.V. Umumiy fizika kursi. T.1, T.2, T.Z.-M: Astrel.2011.
2. Sivuxin D.V.. Umumiy fizika kursi. Moskva.; Fiz. Mat. Lit. 2005
3. Abduraxmonov K.P, Egamov U. "FIZIKA KURSI" darslik, Toshkent,2010.
4. M.A.Zaxidova, D.A.Begmatova, R.M.Abdullaev, Sh.M.Sodiqova
5. Umumiy fizika kursidan praktikum. Toshkent.2019.-309b
6. Qosimov A.S, Atom fizikasi "Darslik", Toshkent "Tafakkur".2021.-360b
7. A.S.Qosimov, Sh.Jurayev, B.Quyliev. Umumiy fizikadan laboratoriya ishlari "Navro'z nashriyoti". 2019y-194b

Qo'shimcha adabiyotlar

1. Mirziyoev Sh.M. "Qonun ustuvorligi va inson manfaatlarini ta'milash-yurt taraqqiyoti va xalq farovonligining garovi"-Toshkent, "Uzbekistan". 2017.-48b
2. Abdullaev R.M., Sattorov X.M. Molekulyar fizikadan masalalar to'plami.-Buxoro, "Durdona", 2018-128 b
3. Abdurahmonov U., Zakhidova M.A., Mo'minov A.A, Yusupov B.D.J Elektr (uslubiy qo'llanma).-T. Universitet. 2010
4. Umarov A.V., Abduraxmanov U. Mexanika. Uslubiy qo'llanma-Toshkent.2011.-45 b.
5. Sodiqova Sh.M., Otajonov Sh., Qurbonov M. Lazerlar va ularning amaliyotdagi o'rni. Toshkent. 2019.
6. Zakhidova M.A., Rasulova M.E., Optika. O'quv qo'llanma. Toshkent. 2019
7. Doudlas C. Giancoli Physic sprinciples withnppliciitions.2014
- Jearl Walker, David Ilnlldcy., R.Resnick. fundamentals of physics. ISBN 978-8808-08797-1

INTERNET SAYTLARI:

<http://www.phys.msu.ru>
<http://nuclphys.sinp.msu.ru>
<http://cdfe.sinp.masu.ru/index.ru.html>
<http://cdfe.msu.ru/index.ru.htm>, www.phisicon.ru
<http://www.phys.msu.ru>, <http://nuclphys.sinp.msu.ru>
<http://www.ziyonet.uz>
<http://www.fhuzik.ru>
<http://www.wikipedia.ru>
<http://phet.colorado.edu>
<http://www.google.com>
<http://www.youtube.com>

MUNDARIJA

Soʻz boshi.....	4

Kirish.....	6

I bob. Mexanika

1.1. Asosiy tushunchalar. Kinematika asoslari.....	7
1.2. Moddiy nuqta dinamikasi.....	15
1.3. Impuls. Mexanik ish va energiya.....	22
1.4. Mutloq qattiq jismning kinematikasi va dinamikasi.....	32
1.5. Tebranma harakatlar va toʻlqinlar.....	36

II bob. MOLEKULAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA

2.1. Molekulyar fizika asoslari.....	46
2.2. Gazlar kinetik nazariyasi.....	57
2.3. Real gazlar.....	65
2.4. Termodinamika qonunlari. Issiqlik miqdori.....	74
2.5. Termodinamik jarayonlar va ularning qonunlari.....	78
2.6. Su39yuqliklar mexanikasi elementlari.....	88
2.7. Suyuqliklar xossalari.....	102
2.8. Polimerlar fizikasi.....	107
2.9. Qattiq jism tizimlari.....	115

III bob. ELEKTR VA MAGNITEZM

3.1. Elektrostatika.....	124
3.2. Oʻtkazgichlar elektrostatik maydonida.....	141
3.3. Oʻzgarmas elektr toki va uning qonunlari.....	149
3.4. Turli muhitlarda elektr toki.....	162
3.5. Elektromagnetizm.....	174
3.6. Elektromagnit induksiya qonunlari.....	184
3.7. Maksveelning elektromagnit maydonlar nazariyasi.....	199

IV bob. OPTIKA

4.1. Geometrik optika qonunlari va yorugʻlikning tolqin xossalari.....	211
4.2. Yorugʻlikning difraksiyasi.....	225
4.3. Elektromagnit toʻlqinlarning modda bilan taʼsiri.....	233

V bob. ATOM FIZIKASI

5.1. Issiqlikning nurlanish qonunlari.....	243
5.2. Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari.....	250
5.3. Vodorod atom va uning tuzulishi.....	276

5.4. Frank va Gerts tajribalari.....	284
5.5. De-Broyl gipotezasi.....	288
5.6. To'liq funksiyasi va uning xususiyatlari. Shredinger tenglamasi.....	297
5.7. Kvant sonlari.....	301
5.8. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari.....	305
5.9. Elektronning orbital mexanik va magnit momentlari.....	307
5.10. Rentgen spektrlari.....	312
5.11. Molekula.....	316

VI.bob. YADRO VA ELEMENTAR ZARRALAR FIZIKASI

6.1. Yadro fizikasi.....	329
6.2. Elementar zarralar fizikasi.....	342
TEST TOPSHIRIQLARI.....	347

UMUMIY FIZIKADAN LABORATORIYA ISHLARI

Matematik mayatnik yordamida erkin tushish tezlanishi aniqlash.....	379
Qattiq jismlarni chiziqli kengayish koeffitsiyentining temperaturaga bog'liqligini.....	385
Suv aralashmasi temperaturasini aniqlash.....	390
Qattiq jismlarning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash.....	394
Suv bug'lari hosil bo'lishining yashirin issiqligini aniqlash.....	398
Kritik nuqtada suyuqlik-gaz fazaviy o'tishni kuzatish.....	402
Doimiy temperaturada gaz bosimining hajmga bog'liqligi (Boyl-Mariott qonuni).....	409
Doimiy bosimda gaz hajmining temperaturaga bog'liqligi (Gey - lyusak qonuni).....	415
Doimiy hajmda gaz bosimining temperaturaga bog'liqligi (Sharl qonuni) (Amonton qonuni).....	421
Richard metodi bilan havo uchun adiabat ko'rsatkichini C_p/C_v aniqlash.....	427
Uitston ko'prigidan foydalanib qarshiliklarni aniqlash.....	435
Taqasimon magnit maydonida tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchni o'lchash.....	440
To'g'ri o'tkazgich va aylanma halqaning magnit maydonini o'lchash.....	448
Yer magnit maydonini aylanuvchi induksion g'altak yordamida o'lchash.....	459
Erkin elektromagnit tebranishlar.....	470
Oq yorug'likning dispersiyasi va rekombinatsiyasi bo'yicha Nyuton tajribalari.....	476

O'tgan va qaytgan oq yorug'likda Nyuton xalqalari.....	479
Qutblanish tekisligini shakar eritmasi bilan burish.....	487
Plank doimiysini kompakt o'lchash qurilmasi yordamida aniqlash.....	491
Elektronning Solishtirma zaryadini aniqlash.....	499

Содержание

Предисловие.....	4
Введение.....	6

Глава 1. Механика

1.1. Основные понятия. Основы кинематики.....	7
1.2. Динамика материальной точки.....	15
1.3. Импульс. Механическая работа и энергия.....	22
1.4. Кинематика и динамика абсолютного твердого тела.....	32
1.5. Колебательные движения и волны.....	36
1.6.	

Глава 2. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

2.1. Основы молекулярной физики.....	46
2.2. Кинетическая теория газов.....	57
2.3. Реальные газы.....	65
2.4. Законы термодинамики. Количество тепла.....	74
2.5. Термодинамические процессы и их законы.....	78
2.6. Элементы механики жидкостей.....	88
2.7. Свойства жидкостей.....	102
2.8. Физика полимеров.....	107
2.9. Системы твердого тела.....	115

Глава 3. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

3.1. Электростатика.....	124
3.2. В электростатическом поле проводников.....	141
3.3. Неизменный электрический ток и его законы.....	149
3.4. Электрический ток в различных средах.....	162
3.5. Электромагнетизм.....	174
3.6. Законы электромагнитной индукции.....	184
3.7. Теория электромагнитных полей Максвелла.....	199

Глава 4. Оптика

4.1. Законы геометрической оптики и волновые свойства света.....	211
4.2. Дифракция света.....	225
4.3. Взаимодействие электромагнитных волн с веществом.....	233

Глава 5. АТОМНАЯ ФИЗИКА

5.1. Законы теплового излучения.....	243
5.2. Корпускулярные свойства электромагнитного излучения.....	250
5.3. Атом водорода и его строение.....	286
5.4. Эксперименты Франка и Герца.....	284

5.5. Гипотеза де Бройля.....	288
5.6. Волновая функция и ее свойства. Уравнение Шредингера.....	297
5.7. Квантовые числа.....	301
5.8. Орбитальные механические и магнитные моменты электрона.....	305
5.9. Орбитальные механические и магнитные моменты электрона.....	307
5.10. Рентгеновские спектры.....	312
5.11. Молекулы.....	316

Глава 6. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

6.1. Ядерная физика.....	329
6.2. Физика элементарных частиц.....	342
ТЕСТОВЫЕ ЗАДАНИЯ.....	347

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКЕ

Определение ускорения свободного падения с помощью математического маятника.....	379
Зависимость коэффициента линейного расширения твердых тел от температуры.....	385
Определение температуры водной смеси.....	390
Определение удельного теплового σ_{im} твердых тел.....	394
Определение скрытой теплоты образования водяного пара.....	398
Наблюдение за фазовым переходом жидкость-газ в критической точке....	402
Зависимость давления газа от объема при постоянной температуре (закон Бойля-Мариотта).....	409
Зависимость объема газа от температуры при постоянном давлении (закон Гей-Люссака).....	415

Константа у зависимость давления газа в объеме от температуры (закон Шарля) (закон Амонтона).....	421
Определение адиабатного показателя γ для воздуха методом Ричарда.....	427
Определение сопротивления с помощью моста Уиттона.....	435
Измерение силы, действующей на проводник с током в подковообразном магнитном поле.....	440
Измерение магнитного поля прямого проводника и вращающегося кольца.....	448
Измерение магнитного поля Земли с помощью вращающейся индукционной катушки.....	459
Свободные электромагнитные колебания.....	470
Ньютоновские эксперименты по дисперсии и рекомбинации белого света.....	476
Кольца Ньютона в прошлом и обратном белом свете.....	479
Скручивание плоскости поляризации сахарным раствором.....	487
Определение постоянной Планка с помощью компактного измерительного прибора.....	491
Определение удельного заряда электрона.....	499

Content

Preface.....	4
Introduction.....	6

Chapter 1. Mechanics

1.7. Basic concepts. Fundamentals of kinematics.....	7
1.8. Dynamics of a material point.....	15
1.9. An impulse. Mechanical work and energy.....	22
1.10. Kinematics and dynamics of an absolute solid.....	32
1.11. Oscillatory movements and waves.....	36

Chapter 2. MOLECULAR PHYSICS AND THERMODYNAMICS

2.1. Fundamentals of molecular physics.....	46
2.2. Kinetic theory of gases.....	57
2.3. Real gases.....	65
2.4. Laws of thermodynamics. Heat quantity.....	74
2.5. Thermodynamic processes and their laws.....	78
2.6. Elements of fluid mechanics.....	88
2.7. Properties of liquids.....	102
2.8. Polymer physics.....	107
2.9. Solid state systems.....	115

Chapter 3. ELECTRICITY AND MAGNETISM

3.1. Electrostatics.....	124
3.2. In an electrostatic field, the om conductor.....	141
3.3. Constant electric current and its laws.....	149
3.4. Electric current in various media.....	162
3.5. Electromagnetism.....	174
3.6. Laws of electromagnetic induction.....	184
3.7. Maxwell's theory of electromagnetic fields.....	199

Chapter 4. Optics

4.1. Laws of geometric optics and wave properties of light.....	211
4.2. Diffraction of light.....	225
4.3. Interaction of electromagnetic waves with matter.....	233

Chapter 5. ATOMIC PHYSICS

5.1. Laws of thermal radiation.....	243
5.2. Corpuscular properties of electromagnetic radiation.....	250
5.3. The hydrogen atom and its structure.....	276
5.4. Frank and Hertz experiments.....	284

5.5. The de Broglie hypothesis.....	288
5.6. The wave function and its properties. The Schrodinger equation.....	297
5.7. Quantum numbers.....	301
5.8. Orbital mechanical and magnetic momentsof the electron.....	305
5.9. Orbital mechanical and magneticelements of an electron.....	307
5.10. X-ray spectra.....	312
5.11. Molecules.....	316

Chapter 6. PHYSICS OF THE NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLES

6.1. Nuclear physics.....	329
6.2. Elementary particle physics.....	342
TEST TASKS.....	347

LABORATORY WORK IN GENERAL PHYSICS

Determination of the acceleration of free fall using a mathematical pendulum.....	379
Dependence of the coefficient of linear expansion of solids on temperature.....	385
Determination of the temperature of the water mixture.....	390
Determination of the specific thermal sig im of solids.....	394
Determination of latent heat of water vapor formation.....	398
Observation of the liquid-gas phase transitionat the critical point.....	402
Dependence of gas pressure on volume at constant temperature (Boyle's law- Marriott).....	409
Dependence of gas volume on temperature at constant pressure (Gay's law).Lussac).....	415

Constant y dependence of gas pressure in a volume on temperature (Charles ' law) (lawAmonton).....	421
Determination of the adiabatic CP/CV index for air by the Richard method.....	427
Bridge-based resistance detectionWhitton's.....	435
Measurement of the force acting on a current-carrying conductor in a horseshoe- shaped magnetic field.....	440
Measurement of the magnetic field of a straightconductor and a rotating ring.....	448
Measuring the Earth's magnetic field using a rotating induction coil	459
Free electromagnetic vibrations.....	470
Newtonian experiments on white light dispersion and recombination.....	476
Newton's rings in the past and reverse white light.....	479
Twisting of the polarization plane with sugarsolution.....	487
Determination of the Planck constant using a compact measuring instrument.....	491
Determination of the specific charge of an electron.....	499

