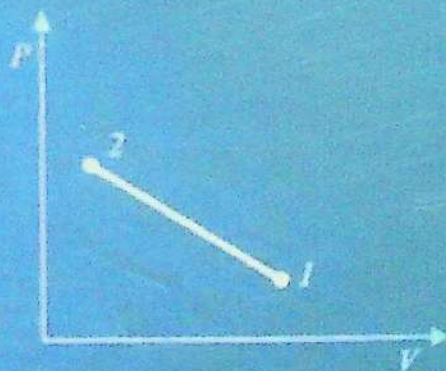
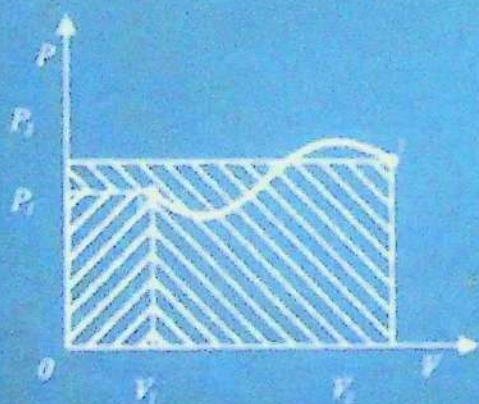


J.R. Qodirov

UMUMIY FIZIKA

O'quv qo'llanma



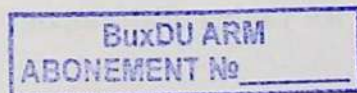
33(0758)
22.3y973
Q53

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY TA'LIM, FAN VA
INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI

J.R. Qodirov

UMUMIY FIZIKA

60540100 – Matematika va
60540200 – Amaliy matematika
sohalarning barcha bakalavr ta'lim yo'nalishlari uchun
(o'quv qo'llanma)



“Durdona” nashriyoti
Buxoro – 2023

UO'K 53(075.8) ✓

22.3ya73 ✓

Q 53 ✓

Qodirov, J.R.

Umumiy fizika [Matn] : o'quv qo'llanma / J.R. Qodirov .-Buxoro:

Sadriddin Salim Buxoriy, 2023.-324 b.

KBK 22.3ya73

Mazkur o'quv qo'llanma fizika kursining barcha bo'limlaridan dars jarayonida va nazorat mashg'ulotlarida foydalanish uchun tayyorlangan. O'quv qo'llanma 60540100 – Matematika va 60540200 – Amaliy matematika sohalarning barcha bakalavr ta'lim yo'nalishlari uchun fizika fani o'quv rejasiga asosan bob va paragraflarga bo'lingan. Har bir paragrafda tegishli bo'lgan formulalar va fizika fani asosiy qonuniyatlarining mazmuni keltirilgan. Ushbu qo'llanma barcha bakalavr ta'lim yo'nalishlari uchun mo'ljallangan.

TAQRIZCHILAR:

S.A. Boltayev

"TIQXMMI" MTU Buxoro tabiiy resurslarni boshqarish instituti Matematika va tabiiy fanlar kafedrasini mudiri, texnika fanlari nomzodi, dotsent.

Sh.Sh. Fayziyev

Buxoro davlat universiteti Fizika kafedrasini mudiri, fizika-matematika fanlari falsafa doktori (PhD), dotsent.

O'quv qo'llanma Buxoro davlat universitetining 2023-yil 27-iyundagi 354-sonli buyrug'iga asosan nashr etishga ruxsat berilgan. Ro'yxatga olish raqami 354-55.

ISBN 978-9910-9797-2-8

ANNOTATSIYA

Ushbu o'quv qo'llanma 60540100 – Matematika va 60540200 – Amaliy matematika sohalarining barcha bakalavr ta'lim yo'nalishlari bo'yicha ta'lim olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan. O'quv qo'llanmada rivojlangan xorijiy mamlakatlar o'quv yurtlarining keyingi yillarda qo'llayotgan fizika fanining dasturlaridan va adabiyotlaridan foydalanilgan. Fanni o'qitishdan maqsad Respublikada texnik sohada mutaxassislarining chuqur bilimli, keng fikrleydigan, xorijiy hamkasblari bilan raqobatlasha oladigan kadr bo'lishini ta'minlashdan iborat.

АННОТАЦИЯ

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по всем направлениям подготовки бакалавров 60540100 – Математика и 60540200 – Прикладная математика. В учебном пособии использованы программы и литература по физике, используемые учебными заведениями развитых зарубежных стран в последние годы. Цель научного образования состоит в том, чтобы в республике были высокообразованные кадры с широким кругозором, способные конкурировать с зарубежными коллегами в технической области.

ANNOTATION

This textbook is intended for students studying in all areas of bachelor's training 60540100 - Mathematics and 60540200 - Applied Mathematics. The textbook uses programs and literature on physics used by educational institutions of developed foreign countries in recent years. The goal of scientific education is to have highly educated personnel with a broad outlook in the republic, able to compete with foreign colleagues in the technical field.

KIRISH

Fizika, boshqa tabiiy fanlar kabi, bizni o'rab olgan moddiy dunyoning ob'ektiv xossalarini o'rganadi. Fizika so'zi grekcha bo'lib, **tabiat** demakdir. Fizika materiya harakatining eng umumiy (mexanik, issiqlik, elektromagnit va h.k.) formalarini va ularning bir-birlariga aylanishlarini o'rganadi. Harakatning fizikada o'rganiladigan formalari harakatning oliy va ancha murakkab bo'lgan hamma formalarida (ximiyaviy, biologik va boshqa jarayonlarda) ishtirok etadi va ularning ajralmas qismidir. Masalan, Yer va osmon jismlarining hammasi, himiyaviy jihatdan soda yoki murakkabligi, tirik yoki o'likligidan qat'iy nazar, fizika kashf etgan butun dunyo tortishish qonuniga bo'ysunadi. Hamma jarayonlar, ularning maxsus ximiyaviy, biologik yoki boshqa xarakterda bo'lishidan qat'iy nazar, fizika aniqlagan qonunga - energiyaning saqlanish qonuniga bo'ysunadi.

Ushbu o'quv qo'llanma umumiy fizikaning asosiy hodisalari, qonunlari, qonuniyatlarini o'rganish, ularning texnikada va hayotda qo'llanishi, tabiatdagi jarayonlarni hayotga ta'sirini qamraydi.

Umumiy fizika fanining asosiy maqsadi talabalarni asosiy fizik hodisalar, ularning mexanizmlari, qonuniyatlari va amaliy qo'llanishlari bilan tanishtirishdir. Umumiy fizika fanining asosiy vazifasi talabalarda ilmiy-amaliy dunyoqarashni, ya'ni fizikaviy hodisalarning tabiatini to'g'ri tasavvur qilish, tabiiy fanlar sohasida qo'yilgan har bir aniq vazifalar mazmunini umumiy fizika qonunlari bilan bog'lash; asosiy fizikaviy o'lchov asbob-uskunalaridan foydalana bilish; fizika fanining rivojida o'zbek allomalarining qo'shgan hissalaridan g'ururlanishni shakllantirishdir; talabalarning mustaqil ishlash malakasini, tahliliy mulohaza yuritish qobiliyatini, shuningdek asosiy va qo'shimcha adabiyotlardan foydalanish mahoratini o'stirish.

Asosiy fizika qonunlari va ularning formulalarini, asosiy fizik printsiplarning ma'nosi, mazmuni, harakat qonuniyatlari va ularning grafiklarini tahlil qilish. Fizik kattaliklarining ma'nosini, birliklarini va ularni taqqoslashni, asosiy fizik qonun va printsiplarni mexanik hodisalarga qo'llay bilish. Fizik tajribalar, namoyishlar va hodisalarni fizik qonun va printsiplari asosida tavsiflash. Fizikada qo'llaniladigan fizik qonunlar, printsiplar, ideallashtirilgan modellar va sxemalarning qo'llanilish chegarasini bilishi kerak.

Umumiy talab darajasidagi masalalarni yyechish va tahlil qilish. Fizikaviy masala va tajriba natijalarini har xil o'lchov sistemalarida hisoblashda matematik hisoblash usullarini qo'llay bilish o'quviga ega bo'lish. Fizik qonun va formulalarni nostandart masalalarga tadbiq etish ko'nikmalariga ega bo'lishi kerak.

Oddiy mexanik laboratoriya ishlarini sozlashni, o'lchashni bajarishni va natijalarni hisoblashni, ekspriment hatoliklarini hisoblash va tajriba sifatini xulosalashni bilishlari kerak. Tajribalarda ishlatiladigan o'lchov asboblariidan to'g'ri va aniq foydalanish malakalariga ega bo'lishi kerak.

Boshqa hamma fanlar singari fizikaning taraqqiyotiga ham kishilarning amaliy ehtiyojlari sabab bo'ldi. Praktikaning talablari yangi fizik kashfiyotlarga sabab bo'ladi, bu kashfiyotlar esa, texnikaning yanada taraqqiy qilishi uchun asos bo'ladi. Birinchi qarashda juda ham nazariy va abstrakt bo'lib tuyulgan fizik kashfiyotlarning ma'lum vaqt o'tgandan keyin texnikaning hilma-xil muhim sohalarida ishlatila boshlaganini ko'rsatuvchi misollar oz emas.

1-MAVZU. "FIZIKA" FANI BO'YICHA TUSHUNCHA. KINEMATIKA ASOSLARI.

Reja:

1.1. Fanni o'rganishdagi muammolar, uslubiy ko'rsatmalar. Fanlararo bog'lanish. Fizika fanining tabiiy fanlarni o'rganishdagi roli.

1.2. Fizikaviy tushunchalar. Fizik tadqiqotlar metodi. Fizika kattaliklar va birliklar sistemasi.

1.3. Harakatning shakllari va ko'rinishlari. Fazoviy sanoq sistemasi. Vaqtni uzluksizligi bir jinsliligi, cheksizligi.

1.4. Mexanika. Mexanik modellar. Mexanikaning bo'limlari. Hisob sistemasi.

1.5. Ilgarilanma va aylanma harakat. Chiziqli va burchak kattaliklari orasidagi bog'lanish.

1.1. Fanni o'rganishdagi muammolar, uslubiy ko'rsatmalar.
Fanlararo bog'lanish. Fizika fanining tabiiy fanlarni o'rganishdagi roli.



Bizni o'rab turgan va ongimizga bevosita hamda bilvosita ta'sir etishi mumkin bo'lgan ob'ektiv borliq *materiya* deb ataladi. Materiyaning harakat (o'zgarish) jarayonini tashkil qiluvchi alohida bosqichlarni hodisalar deb ataladi.

Fizika - tabiat hodisalarining kechish qonuniyatlari va turli hodisalar orasidagi bog'lanishlarni o'rganuvchi fandir. Fizika fanini o'rganish sohasi jonsiz tabiat hodisalaridir.

Fizika tabiiy fanlar orasida alohida fan sifatida shakllanib, hozirgi zamon fizikasi darajasiga kelguncha bir qancha taraqqiyot bosqichlarini bosib o'tgan. Bu bosqichlarni shartli ravishda quyidagi asosiy to'rt davrga bo'lish mumkin: qadimgi antik davrdan XVI asr oxirigacha bo'lgan davr, fizikaning fan sifatida shakllanish davri (1600 - 1700 yillar), klassik fizikaning yaxlit nazariya sifatida shakllanish davri

(XVII asrning oxiri - XX asrning boshi) va nihoyat, hozirgi zamon fizikasi davri. Antik davrda tabiat hodisalarini ilmiy ravishda kuzatish va qarashlar asosan yunon olimlari tomonidan olib borilgan. Ular ilk fizikaviy qonunlarni yaratdilar.

Demokrit tomonidan materiyaning mayda bo'laklari boshqa kichik bo'laklarga bo'linmasligi to'g'risidagi fikrlarning olg'a surilishi, Arastu (Aristotel) tomonidan mexanikaviy harakat elementlari (unsurlari), to'g'ri va egri chiziqli mexanikaviy harakatlar, richag va uning muvozanati qoidalarining aniqlanishi eramizdan oldingi V - IV asrlarga xosdir.



O'rta asrlarga kelib ilm-fanning rivojlanishi Sharqiy Arab va O'rta Osiyo mamlakatlariga ko'chdi. Ayniqsa, IX - XII asrlardan boshlab fizikaning geometrik optika, statika, gidravlika, mexanika va boshqa sohalar bo'yicha ko'plab ilmiy kuzatishlar va tekshirishlar olib borildi.

Al Forobiy (980-1051 yillar) Arastuning tabiiy fanlarga oid «Fizika», «Osmon to'g'risida», «Metrologiya» kabi ilmiy ishlariga, Batlimusning astronomiya sohasidagi ishlariga va Evklidning matematika sohasidagi ishlariga sharxlar yozdi, xamda ularni kengaytirdi. Sharqning buyuk allomasi Ibn Sino (980-1037) tibbiyot, alximiya, matematika va boshqa sohalaridan tashqari fizikaning harakat, kuch, bo'shliq kabi falsafiy masalalari bilan shug'ullanib, o'zidan keyingi davrlarda yashab o'tgan ko'plab olimlarni hayratda qoldirdi. Yorug'lik moddami, orazlar (sifatlarini) yoki boshqa narsalarni? degan savoliga Ibn Sino shunday javob beradi: «Bilmak kerakki, issiqlik markazdan uzoqlashuvchi modda emas, chunki issiqlik harakat qiluvchi narsa emas; issiqlik harakat qiluvchi jismda bo'lgan ya'ni, yurib turgan kema-dagi inson kabi oraz vositasi bilan harakat qiluvchi narsadir».



Fizika fanining taraqqiyotida buyuk alloma **Abu Rayhon Beruniyning** (973-1048) ilmiy ishlari olamshumul ahamiyat kasb etadi.

U tabiat hodisalarini, jumladan, yomg'ir, shudring, qirovlarning hosil bo'lishini, chaqmoq, momaqaldiraq, (yoki kamalak) ning paydo bo'lish sababini, erta tong va kechki oqshom oldida quyosh nuridan hosil bo'ladigan shafaq hodisasini, jismlarning og'irlikdan Yer markaziga intilishini, Yer shaklining sharsimonligini ilmiy asosda tahlil qilib berdi.

Fan va texnika o'zaro uzviy bog'langan. Fanning rivojlanishi texnikaning, texnikaning rivojlanishi esa fanning, xususan fizikaning yangi yutuqlarga erishishiga imkon beradi. Fizikaning rivojlanishi hammi vaqt boshqa tabiiy fanlar bilan chambarchas bog'liq bo'lib keldi: bu rivojlanish kimyoviy fizika, astrofizika, geofizika va boshqa fanlarning yaratilishiga sabab bo'ldi.

Elektron mikroskop va rentgenostruktura tahlili qurilmalaridan foydalanish molekulalar va xujayralarni bevosita kuzatish, kristallarning tuzilishini, murakkab biologik tuzilmalarni o'rganishda qimmatbaho ma'lumotlar berdi. Radiofizikaning paydo bo'lishiga olib keldi. Ultratovush va lazer apparatlar ixtiro etildi va bular tabobat diagnostikasi va terapiyada xizmat ko'rsatmoqda. Yadro fizikasi geologiyada, yer qazilmalarini aniqlashda qo'llanilmoqda.

Elektrotexnika, radiotexnika, radioelektronika, avtomatika, kosmonavtika, geliotexnika, qurilish texnikasi va harbiy texnika fizika bilan chambarchas bog'liq. Yarim-o'tkazgichlarni o'rganish mikroelektronika va elektron hisoblash mashinalari (EHM) ning yuzaga kelishiga sabab bo'ldi. EHM esa fizika va texnikada olingan natijalarni tahlil qilishda ish unumdorligini benihoya oshirmoqda. Shunday qilib, fizika hozirgi zamon fani va texnikasi rivojlanishining asosini tashkil qilib, barcha mutaxassisliklar uchun zarur bo'lgan xususiy fanlarni o'zlashtirishda, hamda o'quvchilarda materialistik dunyoqarashni shakllantirishda zarur bo'lgan asosiy fanlardan biridir. Shuning uchun bu fanni har tomonlama va mukammal o'rganmasdan turib hozirgi zamon talabiga javob beruvchi muhandis bo'lish mumkin emas.



Fizika fanini boshqa fanlar bilan o'za'ro bog'liqligi. Richard Feynman o'zining fizika bo'yicha ma'ruzalarida: «Fizika – bu barcha fanlar ichida eng fundamental, eng

keng qamrovligidir. Uni fanlarning rivojlanishiga ta'siri juda ham katta bo'lgan» deb aytgan. Haqiqatda ham, hozirgi fizika ko'p zamonaviy fanlar vujudga keltirgan qadimdagi natural falsafaga tengdir.

Turli mutaxassisliklarning talabalari tomonidan fizikani o'zlashtirishga majbur bo'lishi bejiz emas. Ko'p hodisalarda fizika fani katta rol o'ynaydi. Astronomiya – yosh jihatdan fizikadan kattadir. Ammo, fan sifatida astronomiya fizika fani nega sayyoralar va yulduzlar shunday harakat qiladi, boshqacha emas degan savolga javob topgandan keyingina oyoqqa turgan.

Astronomiyadagi eng hayratli kashfiyot yulduzlar bo'lib, Yer kabi bir xil atomlardan iboratdir. Buni, fizik-spektroskopist olimlar aniqlangan. Yulduzlar o'zini energiyasini qayerdan oladi? Bu savolga javob faqat 1940-yillarda, fiziklar tomonidan bo'linish reaksiyasi va termoyadro sintezini ochilishi natijasida ma'lum bo'ldi. Astronomiya fizikaga shunchalik yaqinki, ular orasida chegara o'tkazish juda qiyin.

Astronomiya – oy, sayyoralar, yulduzlar hamda bizning sistemamizdan tashqaridagi koinotni o'rganuvchi fan bo'lib fizikaga asoslangan.

Astrofizika – bu astronomik olamning fizikasi. Siz aytishingiz mumkin: yulduzlarning holati hamda ularning aniqlash astronomiya fanining vazifasi deb, ammo yulduzlarning nurlanish sababini tushuntirish, astrofizikaning vazifalaridan bittasidir.

Biologiya – barcha biologik jarayonlarni mexanizmini faqat molekulyar va ichki xujayralar darajasida tushunish mumkin. Bu yerda biologlar fizikaviy bilimlarsiz va fizikaviy asboblarsiz ish ko'rishi qiyin, masalan asab faoliyatining murakkab faoliyati–mohiyati bo'yicha elektromagnit hodisadir.

Geologiya – “astronomiya”ning boshqa bir turi bo'lib, bizning sayyoramizni chuqur o'rganadi. Fizik qonunlarga tayanmagan holda, birorta geologik jarayonni tushuntirib bo'lmaydi.

Meteorologiya – bu bizning atmosfera fizikamiz bo'lib, fizika tilida ob - havoni tushuntirishga intiluvchi fan.

Shuni aytib o'tish kerakki, fizika boshqa fanlar bilan aloqadordir. Bundan ko'rinib turibdiki, fizika fundamental bo'lib, boshqa tabiiy fanlar uning fundamentida quriladi.

Fizika yordamida rivojlanib, bu fanlar fizikani o'z yutuqlari bilan boyitadi va uning oldiga yangi masalalar qo'yadi, ularni yechib fizika yanada rivojlanadi.

Fizika va kimyo. Fizika, bizni qurshab turgan jonsiz tabiatni umumiy xususiyatlari haqidagi fan. Kimyo bilan birgalikda fizika, tabiatdagi hodisalarni chuqur anglashga, tabiatni umumiy qonunlarini o'rnatishga imkon beradi.

Fizika va kimyo orasidagi aniq chegarani topish ancha og'ir masala. Fizika o'rganadigan ko'p masalalar kimyoda asosiydir va aksincha, kimyo o'rganadigan masalalar fizikada asosiydir.

Kimyo – bu ham, boshqa tabiiy fanlarga nisbatan fizika kabi asosiy bo'lib, u bizni Yerda qurshab turgan turli-tuman moddalarning tuzilishini hamda oldin hech mavjud bo'lmagan yangi moddalarni aniqlash bilan shug'ullanadi.

Kimyo (noorganik) – boshqa fanlarga nisbatan o'zida fizika fanining ta'sirini sezadi. Barcha kimyoviy jarayonlar – valentli elektronlar orasidagi bog'lanishlarni vujudga kelishi yoki uzilishi bilan bog'liq. Umuman olganda nazariy kimyo – bu fizika.

Kimyo bir tomondan makroskopik fizika bilan (termodinamika, tutash muhitlar fizikasi), ikkinchi tomondan esa mikrofizika (statistik fizika, kvant mexanikasi) bilan chegaradosh. Bu aloqalar kimyo uchun qanchalik serunumli ekanligi barchaga ma'lum.

Termodinamika – kimyoviy termodinamikani (kimyoviy muvozanatlar ta'limoti) yaratdi, statistik fizika-kimyoviy kinetika (kimyoviy aylanishlarning tezliklari to'g'risidagi ta'limot)ga asos bo'ldi, kvant mexanikasi esa, Mendeleyev davriy qonunining mazmun-mohiyatini ochib berdi.

Kimyoviy tuzilishni va reaksiya qobiliyatini zamonaviy nazariyasi - bu kvant mexanikasi, ya'ni, kvant mexanikasi printsiplarini molekulalar va ularning aylanishini tadqiqotlariga tatbiq qilish.

Fizika va kimyoni o'zaro ta'sirlashuvi bir yo'la ikkita fanni yaratilishiga sababchi bo'lgan: fizik kimyo va kimyoviy fizika. Shu bilan birga bu ikkala fanni nomi bir biriga o'xshash bo'lishiga qaramasdan mutlaqo turli obyektlarni o'rganadi.

Fizikaviy kimyo, fizikaviy usullar va fizika qonunlari asosida ko'p miqdordagi atomlar va molekulalardan tashkil topgan asosiy moddalarni o'rganadi.

Kimyoviy fizika, asosiy urg'uni elementar kimyoviy jarayonlar va molekulalarni tuzilishiga qaratgan bo'lib, uning mavzusi moddaning alohida zarrachalari.

Fizika o'z taraqqiyotining turli bosqichlarida kimyo fanini turli tushunchalar va nazariy kontseptsiyalar bilan "ta'minlab turgan" va shu bilan kimyoning rivojlanishiga kuchli ta'sir ko'rsatgan. Shu bilan birga, kimyoviy tadqiqotlar murakkablashgan sari, kimyo faniga shuncha ko'p miqdorda fizikaviy asboblardan va fizik hisoblashlarning usullari kirib keldi. Zamonaviy fanni rivojlanishi, fizika va kimyo orasida chuqur bog'lanish mavjudligini tasdiqladi. Ular o'zaro kelib chiqishi bo'yicha bog'langan.

Bu bog'lanish genetik xarakterga ega, ya'ni kimyoviy elementlarning atomlarini vujudga kelishi, ularni modda molekulariga birlashishi noorganik dunyoni rivojlanishining ma'lum bir bosqichida ro'y bergan. Fizika va kimyo amaliy jihatdan bir xil obyektlarni o'rganadi, faqat ularning har biri bu obyektlarda o'zining tomonini, o'zining predmetini ko'radi.

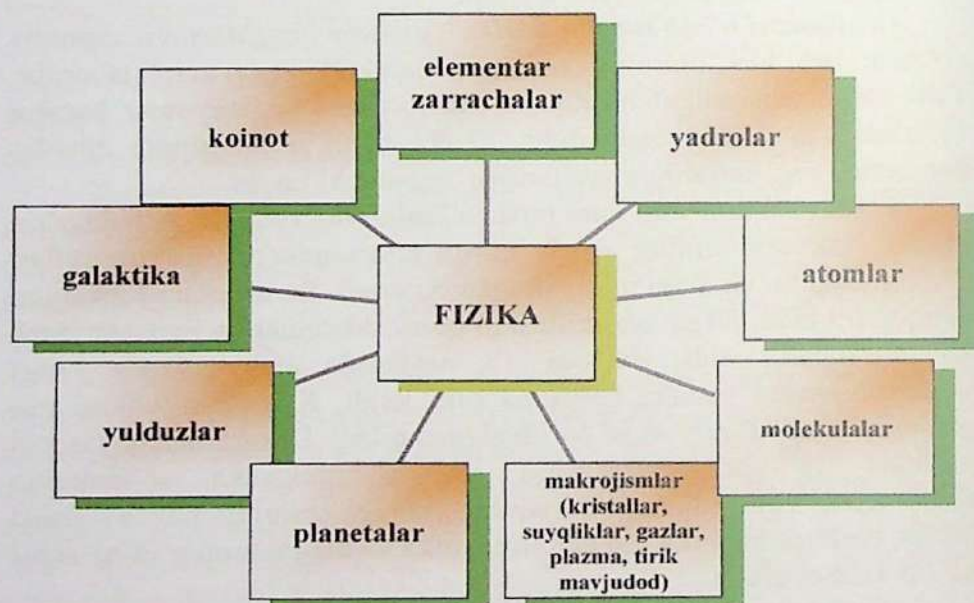
Atrofimizni o'rab turgan borliq – moddiy obyektlarning umumiy xossalardan biri ularning uzluksiz harakati va o'zaro ta'siridir. Tabiatda ro'y beradigan boshqa barcha o'zgarish va jarayonlar harakat va o'zaro ta'sirning mahsulidir. Fizika bizni o'rab turgan moddiy dunyoning eng umumiy xossalarni o'rganuvchi fandir.

Fizika hamma vaqt ham boshqa fanlarning rivojida alohida o'rin tutgan. Astronomlarning asosiy quroli teleskoplar va spektrograflar. Biologiyada bu vazifani mikroskoplar bajaradi. Bu asboblardan fizikaning taraqqiyoti bilan birga takomillashib bordi. Matematika fizikadan turli xil masalalarni oldi. Bu esa o'z navbatida matematikada yangi yo'nalishlarning yuzaga kelishiga olib keldi. Kristallar fizikasi esa geologiyaning nazariy asosi bo'lib xizmat qiladi. Deyarli barcha turdagi mashina va mexanizmlarning ishlashi mexanika qonunlariga asoslangan. Termodinamika issiqlik energetikasining nazariy asosi bo'lib, elektrodinamika esa elektrotexnika va aloqa tarmog'ining asosi bo'lib xizmat qiladi.

Fizikaning ta'sirisiz astronomiya, ximiya, biologiya, energetika, elektrotexnika, informatika va boshqa fanlar hozirda erishgan yutuqlariga ega bo'layotgan bo'lar edi. Aytilganlar quruq bo'lmasligi uchun ba'zi bir misollarni keltirib o'tamiz. Radiofizikaning rivojlanishi radioastronomiyaning yuzaga kelishiga olib keldi. Optika atom va yadro fizikasidagi yutuqlar asosida astrofizika fani yuzaga keldi. Hozirda neytron astronomiyasi asoslari yaratilmoqdaki, osmon jismlari ichida bo'layotgan jarayonlarni o'rganishga imkon beradi. Kvant

mexanikasining yuzaga kelishi kimyoda katta yutuqlarga erishishga imkon berdi. Masalan, davriy sistemalardagi elementlar joylashuvini to'liq tushunishga, atomlarda elektronlar taqsimoti haqidagi ma'lumotga va turli xil kimyoviy bog'lanishlar nazariyasiga ega bo'ladilar. Fiziklar tomonidan yaratilgan turli fizik usullar va asboblari (elektron va proton mikroskoplar, rentgenostruktur analiz, elektronografiya va boshqalar) biologlarga xujayra ichi strukturasi, aloxida oqsil molekulalarini o'rnatishga imkon berdi. Elektron hisoblash mashinalarining barcha avlodi fizikaviy laboratoriyalarda bunyod bo'lgan. Energetika sohasidagi yutuqlarning deyarli barchasida fizikaviy qonunlar yotadi.

1.2. Fizikaviy tushunchalar. Fizik tadqiqotlar metodi. Fizika kattaliklar va birliklar sistemasi.



1.2.1-rasm. Fizika o'rganadigan obyektlar

“Fizika” so'zi yunoncha (fyuzis) – tabiat degan so'zdan olingan. Bu so'z ostida, tabiatshunoslik fanini birinchi bo'lib tizimli ravishda bayon etgan olim, qadimgi yunon mutafakkiri Arastuning katta asari chiqqan. Fizika - materiya va uning mavjudlik shakllarining eng oddiy va shu bilan birga umumiy xususiyatlarini o'rganadi. Bizni qurshab

turgan dunyo moddiy bo'lib, u abadiy mavjud va uzluksiz harakatdagi materiyadan iborat.

Materiya deb, keng ma'noda, bizning ongimizdan tashqaridagi, inson tomonidan his qilish organlari yoki maxsus asboblari orqali aniqlanishi mumkin bo'lgan, tabiatda (koinotda) real mavjud bo'lgan barcha narsalarga aytiladi.

Materiyaning konkret ko'rinishi turlicha bo'lib, ularga, elementar qismlari (elektronlar, protonlar, neytronlar va boshqalar), bu qismlarning kichik miqdordagi mujassami (atomlar, molekulalar, ionlar), fizik jismlar (elementar qismlarning ko'plik mujassami) va moddiy qismlari o'zaro ta'sirlashuvchi fizik maydonlar (gravitatsion, elektromagnit va boshqalar) kiradi.

Fizika fanning asosiy vazifasi, bizni qurshab turgan moddiy olamni har tomonlama bilish, uning tuzilishi va harakat qonunlarini aniqlash, bu qonuniyatlarni bir-biriga bog'lab o'rganishdir.

Fizika fan sifatida hodisalarni kuzatadi, aniqlaydi va tekshiradi, tushunchalar va terminlar kiritadi, qonunlarni ochadi va ta'riflaydi, nazariyalarni yaratadi, faktlarni tushuntiradi, hodisalarni bashorat qiladi.

Fizikaviy tushunchalar. Fizikaviy o'lchashlar, fizikaviy kattaliklar. Fizikada aniq o'lchashlarda fizik kattaliklar aniqlanadi. Fizik kattaliklar jismning xossasini yoki fizik jarayonning xarakteristikasini ifoda etadi va ularni aniq miqdoriy tomonidan o'lchash mumkin.

Fizik kattaliklarni o'lchaganda ularni birlik deb qabul qilingan kattalikka nisbatan solishtirib, miqdoriy belgilanadi.

Fizikadagi barcha ilmiy ishlarda fizik kattaliklarni aniq o'lchash tajribaning asosiy qismi hisoblanadi.

Fizikaviy jism- bizni o'rab turgan borliqning ixtiyoriy obyekt yoki predmeti.

Fizikaviy tajriba - jismlar bilan bog'liq bo'lgan o'zgarishlarni kuzatish yoki laboratoriyalarda amalga oshiriladigan maxsus tajribalar orqali o'rganish.

Fizikaviy asbob - fizik kattaliklarni o'lchash va tajribalarni o'tkazish uchun mo'ljallangan maxsus qurilmalar.

Fizikaviy qonunlar - barcha hodisalar va jarayonlar o'zaro bir - biri bilan bog'langan holda sodir bo'ladi. Kuzatish va tajriba yo'li bilan bu bog'lanishlar qonuniyatlari aniqlanadi va ulardan umumiy

xarakterga ega bo'lgan qonuniyatlar fizik qonunlarni tashkil etadi. Barcha fizikaviy hodisalarni tekshirishda bu fizik qonunlar asos qilib olinadi.

Fizikaviy hodisa. Fizikaviy hodisa yoki fizikaviy jarayon deb, berilgan jismlarda vaqt o'tishi bilan ma'lum qonuniyatlar asosida sodir bo'ladigan o'zgarishlarga aytiladi. Bu o'zgarishlar o'leov vositasida miqdoriy baholanadi.

Har qanday fanni asosiy maqsadi, shu jumladan, fizikani, bizning sezish organlarimiz orqali qayd qilinuvchi murakab hodisalarni sistemaga keltirish sifatida ko'rilishidir, ya'ni, "bizni o'rab turgan olam" ni tartibga solishdir.

Bizni o'rab turgan olam, bizning atrofimizdagi bevosita sezgilarimiz orqali aniqlanuvchi barcha mavjud narsalar materiyadan iboratdir.

Materiya – bu bizga xissiyotimiz orqali berilgan obyektiv borliq. Materiya yashashining ajralmas xususiyati va shakli bu harakatdir.

Harakat – keng man'oda – materiyaning turli tuman o'zgarishi – oddiy siljishdan murakkab fikrlash jarayonigacha.

Fizika faniga qat'iy ta'rif berish ancha murakkabdir, chunki fizika bilan boshqa o'zaro bog'liq fanlar orasidagi chegaralar shartlidir. A.F. Ioffe (1880–1960 y.) fizikani, modda va maydonni umumiy xususiyatlarini hamda harakat qonunlarini o'rganuvchi fan sifatida ta'rifladi.

Hozirgi paytda, barcha o'zaro ta'sirlar, maydonlar (masalan, gravitatsion, elektromagnit, yadro kuchlar maydonlari) orqali amalga oshirilishi tan olingan. Maydon, modda bilan bir qatorda, materiyaning mavjudlik shakllaridan birdir. Maydon bilan modda orasidagi uzviy bog'lanishni hamda ularning xususiyatlari orasidagi farqlarni fizika kursini o'rganishimiz jarayonida ko'rib chiqamiz.

Fizik kattaliklar va birliklar sistemasi. Fizika o'rganilayotgan jarayonlar va materiya harakatining shakliga qarab: moddiy nuqta va qattiq jism mexanikasi, termodinamika va statistik mexanika, elektrodinamika va kvant mexanikasi kabi bo'limlarga bo'linadi. Modda va maydonlarning fizik xossalarini o'zaro ta'sirini va haroratini miqdor jihatdan tavsiflovchi kattaliklar fizik kattaliklar deyiladi. Fizik kattaliklar sistemasi asosiy va hosilaviy kattaliklardan iboratdir. Asosiy fizik kattaliklar 7 ta bo'lib ularning 3 tasi moddiy dunyoning asosiy xossalarini ifodaluvchi: uzunlik, massa, vaqtdir. Qolgan 4 tasi: tok

kuchi, termodinamik harorat, modda miqdori va yorug'lik kuchi fizikaning boshqa bo'limlaridan olingan.

Fizika va kimyo tajribaviy fanlar bo'lgani uchun, ular bevosita o'lchashlar bilan bog'liqdir. Biror kattalikni o'lchash, uni etalon sifatida qabul qilingan kattalik bilan taqqoslash degani. Har qanday fizik kattalik o'zini shaxsiy "familiyasi" – o'lchamligiga ega.

Tajribaviy tadqiqotlarda, har doim, tadqiqotlar natijasiga ta'sir etishi mumkin bo'lgan ma'lum bir xususiyatlar doirasi bilan cheklanish kerak. Masalan, qattiq jism kinematikasi va dinamikasiga taalluqli bo'lgan masalalarni yechayotganda moddani atom tarkibini, yorug'lik bosimini va shunga o'xshashlarni hisobga olmaslik kerak.

Fizik kattaliklar deganda fizik obyekt (buyum, holat, jarayon) larni o'lchanuvchi xususiyatlari tushuniladi. Har qanday fizik kattalik uchun o'lchov birliklari ixtiyoriy ravishda tanlab olinishi mumkin. Lekin, tajribada onsonroq bo'lishi uchun faqat 7 ta fizik kattalik uchun ixtiyoriy qilib olinadi. Bu kattaliklar va ularning o'lchov birliklari asosiy deyiladi.

Qolgan fizik kattaliklarning o'lchov birliklari shu kattaliklarni asosiy kattaliklar bilan bog'lovchi formulalarga yoki qonunlarga asosan olinadi. Bu kattaliklar hosilaviy deyiladi.

Barcha asosiy va hosilaviy kattaliklarning mujassami birliklar sistemasi deyiladi.

Asosiy birliklarni tanlashda quyidagilarga e'tibor berish kerak.

1. Asosiy nazariy birliklarni aniqlash, ularni boshqacha talqin qilishga yo'l qo'yilmaydigan darajada har birini fizik mohiyatini qamrab olishi kerak.

2. Asosiy nazariy birliklar shunday o'rnatilishi kerakki, katta aniqlikda etalon tayyorlash va namunaviy amaliy choralar ko'rish mumkin bo'lishi kerak.

Qanday fizik kattaliklar asosiy qilib tanlanganligiga, ularni o'lchash uchun qanday birliklar belgilanganligiga qarab, u yoki bu birliklar sistemasi tashkil qilinishi mumkin.

Hosilaviy birliklarni o'rnatish uchun asosiy birliklar bilan bog'lovchi fizik qonunlardan foydalaniladi. Masalan, to'g'ri chiziqli tekis harakat formulasidan

$$v = \frac{s}{t} \quad (1.2.1)$$

S - o'tilgan yo'l, t - vaqt,

Tezlikni hosilaviy o'lchov birligi 1 m/s ga teng ekanligi kelib chiqadi. Bir-biridan asosiy birliklar qanday tanlab olinganligi bilan farq qiluvchi bir nechta sistema mavjud.

Bulardan biri SI sistemasi. SI sistemasining asosiy birliklari 7 ta:

1.2.1-jadval

№	BIRLIKLAR					Qabul qilingan vaqti
	Kattalik Nomi	Birlik nomi	Belgilanishi		Ta'rifi	
			O'zbekcha	Xalqaro		
ASOSIY BIRLIKLAR						
1	Uzunlik	Metr	M	m	<u>Metr</u> - c yorug'likning vakuumda tarqalishining $1/299792458$ soniya vaqt oralig'ida bosib o'tgan masofa qismiga teng	1983-yil, O'TXQ ning XVII bosh konferensiyasi.
2	Massa	Kilogram	Kg	kg	<u>Kilogram</u> - Kilogramm bu – atom soatidagi seziy-133 atomlari bilan bir xil chastotada ossilyatsiyalanuvchi $1,4755214 \cdot 10^{40}$ dona fotonlarning energiyasiga teng.	2018-yil, O'TXQ ning XXV I-konferensiyasi.
3	Vaqt	Soniya (sekund)	S	s	<u>Soniya</u> - Seziy 133 atomi asosiy holatining ikkita o'ta nozik sathlari orasidagi bir biriga o'tishiga muvofiq keladigan nurlanishning 9192631770 davriga teng	1967-yil, O'TXQ ning XIII-konferensiyasi.
4	Tok kuchi	Amper	A	A	<u>Amper</u> - vakuumda bir biridan 1 metr masofada joylashgan ikkita parallel o'tkazgichdan o'tganda, o'tkazgichning har	1946-yil, O'TXQ ning IX-

					bir 1 metr uzunligida $2 \cdot 10^{-7}$ Nyuton o'zaro ta'sir kuchi hosil qiladigan o'zgarmas tok kuchidir.	konferensiya.
5	Termodynamika harorat	Kelvin	K	K	Kelvin - suvning uchlanma nuqtasi termodinamik haroratining $1/273.16$ ulushiga teng.	1967-yil, O'TXQ ning XIII-konferensiya.
6	Modda miqdori	Mol	mol	mol	Mol - massasi 0.0012 kg bo'lgan ^{12}C uglerodda qancha atom bo'lsa, o'z tarkibida shuncha struktur element tutgan sistemaning modda miqdoridir. Molni tadbqiq etishda struktur elementlarni o'ziga xoslashtirish kerak. Bu o'ziga xoslashtirish atom, molekula, ion, elektron va shunga o'xshash zarrachalar yoki, zarrachalar guruhi sifatida namoyon bo'lishi mumkin.	1971-yil, O'TXQ ning XIV-konferensiya.
7	Yorug'lik kuchi	Kandela	kd	cd	Kandela - berilgan yo'nalishda chastotasi $540 \cdot 10^{12}$ gerts bo'lgan monoxromatik nurlanish taratuvchi manbaning yorug'lik kuchiga teng, bu nurlanishning energetik yorug'lik kuchi shu yo'nalishda $1/683$ Vt/sr ni tashkil etadi	1979-yil, O'TXQ ning XVI-konferensiya.

Har qanday fizik kattaliklarni asosiy birliklarda o'lchash mumkin. Fizik kattalikni asosiy birliklardagi ifodasi fizik kattaliklarnig o'lchamlari deyiladi.

Buni ish misolida ko'raylik. Ishning o'lchov birligi - *Joul*. Ishning o'lchamlarini aniqlash uchun, uni asosiy fizik kattaliklar – masofa (*S*), massa (*m*) va vaqt (*t*) bilan ifodalaymiz:

$$A = F \cdot s = m \cdot a \cdot s = m \cdot \left(\frac{v}{t}\right) \cdot s = m \cdot v^2 \quad (1.2.2)$$

Hosil bo'lgan tenglamaning o'ng tomoniga, yani, asosiy fizik kattaliklarning o'rniga, ularning SI sistemasidagi o'lchov birliklarini qo'yib chiqsak, ish o'lchamlari bu sistemada $kg \cdot \frac{m^2}{s^2}$.

Fizik kattaliklarning ikkala tomonidagi o'lchamlari bir-biriga teng bo'lishi kerak. Bu shart har qanday fizik kattaliklarni to'g'riligini tekshirishga imkon beradi (ayniqsa, misollar yechganda).

Istalgan fizik kattaliklarning o'lchamligini ko'rsatish uchun uning harf belgisi kvadrat qavslar ichiga olinadi. Asosiy kattaliklarning o'lchamligini ifodalash uchun maxsus belgilar ishlatiladi.

Uzunlik uchun $[l]=L$, massa uchun $[m]=M$, vaqt uchun $[t]=T$.

O'lchamlar formulalarni fizik ma'nosini chuqurroq tushunishga yordam beradi. Buni Boyle-Mariott qonunida ko'raylik: $PV = const$

Tenglamani chap qismining o'lchov birligini ko'raylik:

$$[PV] = \left(\frac{N}{m^2}\right) \cdot m^3 = N \cdot m = J \quad (1.2.3)$$

Bu energiya (ish) o'lchov birligidir. Demak, Boyle-Mariott qonunining chuqurroq ma'nosi: izotermik jarayonda gazning ichki energiyasi o'zgarmas bo'lar ekan. Shunday qilib, fizik qonuniyatlarni aniqlashda o'lchamlari katta ahamiyatga ega ekan.

1.3. Harakatning shakllari va ko'rinishlari. Fazoviy sanoq sistemasi. Vaqtni uzluksizligi bir jinsliligi, cheksizligi.

Tabiat va jamiyatda hamma narsa harakatda, o'zgarishda, o'zaro ta'sirda va o'rin almashishdadir. Hech bir muloqot tinch turgan, harakatsiz narsa emas. Olamdagi narsalar harakatda bo'lib, ular bir-biriga aylanadi, biri ikkinchisini yo'qotadi, biri ikkinchisidan paydo bo'ladi. Butun tabiat, eng kichik zarradan tortib, eng katta jismlargacha,

qum donasidan tortib Quyoshgacha, bir hujayrali organizmdan tortib odamzodgacha doimo paydo bo'lish va yo'q bo'lish, uzluksiz oqish, beto'xtov harakat qilish va o'zgarish holatini kechirib turadi.

Harakat materiyaning ichki mohiyatidan kelib chiqadigan ob'ektiv jarayon, u ikki turda namoyon bo'ladi. 1. Narsalarning mavjud sifatini saqlab qolish asosida ro'y beradigan o'zgarishlar; 2. Narsalarning mavjud sifatining yemirilishi asosida sodir bo'ladigan o'zgarishlar.

Harakat turli-tuman ko'rinishlarda bo'ladi. Ilgari harakatning asosiy shakllariga: a) mexanik harakat; b) fizik harakat; v) kimyoviy harakat; g) biologik harakat; d) ijtimoiy harakat kiradi, deb hisoblanardi.

Hozirgi zamon fani mikrojismlarning oddiy mexanik harakati, harakatning boshlang'ich shakli emasligini ko'rsatib berdi. U mikrozaralar harakatiga nisbatan «yuqoriroq» turadi. Mikrozaralar harakati esa mikrojismlar harakatining asosini tashkil qiladi. Mikrozaralar harakatining asosida esa yanada chuqurroq jarayonlar yotadi. Mikrozaralar harakati kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunadi. Mikrozaralar harakati uzunligi, massaning kattaligi va massa harakatining tezligiga bog'liq bo'lgan to'lqin bilan bog'liqdir.

«Elementar» zaralar va maydonlar darajasidagi harakatning o'ziga xos xususiyatlari farqlaridan biri elektromagnit harakat shaklidir. Uning moddiy asosi elektromagnit maydon va uning zarrasi fotonlardir. Elektromagnit maydondagi o'zaro ta'sirning tarqalishi to'lqin qonunlariga va yorug'lik tezligi doimiyligi qonuniga bo'ysunadi. Fotonlar elektromagnit maydon kvantlari bo'lib doimiy birlikda bo'lgan harakatdagina mavjuddirlar. Bu harakat materiyaning mavjudlik shaklidir degan falsafiy qoidani to'la tasdiqlaydi.

Elektromagnit maydondan tashqari yana fizik maydonlar ham mavjud. Ularning hammasiga harakatning alohida shakli muvofiq keladi. Yadro harakati elementar zaralar va maydonlar harakatiga nisbatan ancha murakkabdir. Harakatning yadro shakli nuklonlarning (proton va neytronlar) harakati asosida vujudga keladi. Bu harakat shaklidan ham murakkabrog'i atom ichidagi harakatdir. Uning sifat xususiyatini yadro va elektronlar, shuningdek elektronlarning o'zlari o'rtasidagi o'zaro ta'sir tashkil qiladi.

Demak, harakatning fizik shakli issiqlik, elektron, magnit, atom ichidagi va boshqa jarayonlarni qamrab oladi. Uni faqat molekulyar jarayonlar bilan bog'lab tushuntirish noto'g'ridir.

Materiya va uning harakat shakllarining murakkablashib borishi, yangi o'ziga xos harakat shakli atom yoki ximik shakliga olib keladi. Uning tashuvchisi atom va molekulalardir. Harakatning ximik shakli turli-tuman atomlarning birikishlarida va ajralishlarida, molekulalar ichki tuzilishining o'zgarishida, ularning turli kimyoviy jarayonlarda o'zaro o'zgarishlarida namoyon bo'ladi.

Materiya harakatining murakkabroq shakli bo'lgan biologik harakatning boshqa shakllardan sifat jihatidan farqi tirik organizmlarning oziqlanishi va moddiy almashuv tufayli kimyoviy tarkibni o'zlari sekin asta yangilab borishlaridir.

Materiya harakatining eng murakkab shakli ijtimoiy harakatdir. Bu harakat shakli insonning paydo bo'lishi tufayli kelib chiqadi. Uning o'ziga xos xususiyati moddiy ishlab chiqarish jarayoni, shuningdek, ishlab chiqarish usuli xususiyatidan kelib chiqadigan ijtimoiy hodisalar, sinfiy, milliy, oilaviy va boshqa kishilar o'rtasidagi munosabatlardir.

Yuqorida aytilganlarni e'tiborga olib, ayrim olimlar harakatni quyidagi uch shaklga ajratish haqidagi fikrni ilgari surmoqdalar: 1. Jonli tabiatdagi harakat. 2. Jonsiz tabiatdagi harakat. 3. Ijtimoiy harakat. Bular bir-birini to'ldirib, yuqorida ko'rsatilgan harakatlarning barcha shakllarini o'z ichiga qamrab oladi.

Hozirgi zamon fizikasining asoschisi Geyzenberg «Yadro fizikasining falsafiy muammolari» kitobida hamma narsaning asosi bitta substantsiyadan iborat, bu substantsiya energiyadir, deb ta'kidlaydi.

Metafizika materiyaning harakatsiz mavjudligini e'tirof etadi. Bunga qarama-qarshi dialektika materiya va harakatning birligi, ularning ajralmasligini fan kashfiyotlari bilan bog'lab ilmiy jihatdan asoslab berdi. Harakatsiz materiya, materiyasiz harakat bo'lishi mumkin emasligini hozirgi tibbiyot va ijtimoiy fanlar ham isbotlaydi.

Borliqning fazo va vaqtda mavjudligi. Materiya cheksiz ravishda sodir bo'lib turadigan harakat, o'sish, o'zgarish va taraqqiyot hamisha fazo bilan vaqtda yuz beradi. Harakat singari fazo va vaqt ham materiya mavjudligining tub obyektiv shaklidir. Demak, harakatni materiyadan ajratish mumkin emas, shuningdek, fazo bilan vaqtni ham materiyadan ajratib bo'lmaydi.

Harakat fazo bilan vaqtning mohiyatidir. Boshqacha aytganda, harakat fazo bilan vaqtning birligidir. Fazo bilan vaqt o'z tabiatining mavjudligini materiya harakatida ochiq-oydin ko'rsatadi.

Fazo harakatdagi materiya mavjudligining tub obyektiv shaklidir. Fazo tushunchasi moddiy obyektlarning birgalikda mavjudligini va bir-biridan uzoqligini, ularning ko'lamini, bir-biriga nisbatan joylashish tartibini ifodalaydi. Tabiatdagi hamma jismlar, jumladan, insonning o'zi ham obyektiv olamda sodir bo'ladigan hamma moddiy jarayonlar fazoda o'rin tutadilar, muayyan masofaga ega bo'ladilar. Olamda mavjud bo'lgan predmetlar bir-biridan sifat jihatidangina emas, uzunligi, kengligi, hajmi, baland-pastligi, katta-kichikligi, o'rin jihatidan ham farqlanadi. Ularning har biri bir-biriga nisbatan yaqin yoki uzoq, quyi yoki yuqori, chap yoki o'ngda joylashgan bo'ladi. Bularning hammasi fazo tushunchasida ifodalanadi.

Vaqt ham materiyaning mavjudlik shakli bo'lib, moddiy jarayonlarning keng yoyilishi izchilligini, bu jarayonlarning turli bosqichlari, bir-biridan ajralganligi, ularning davom etishini, ularning rivojlanishini bildiradi. Har bir narsa o'z o'tmishi, hoziri, kelgusiga ega. Narsa, hodisalarning ba'zi birlari avvalroq, boshqalari keyinroq bo'ladi. Bular esa vaqt tushunchasini ifodalaydi.

Fazo va vaqt uzluksizdir va shu bilan birga uzlukli (diskret) dir. Fazo shu ma'noda uzluksizki, uning har qanday tarzda olingan (katta yoki kichik, juda yaqin yoki uzoq) elementlari orasida bir element hamisha real suratda mavjud bo'ladi va bu element ularni yagona fazoviy ko'lamga birlashtiradi; boshqacha qilib aytganda fazoviy ko'lam elementlari o'rtasida hech qanday mutlaq alohidalik, bo'linishlik yo'q; ular bir-biriga o'tib turishadi. Ya'ni vaqt shu ma'noda uzluksizki, uning har qanday kichik ikki oralig'i o'rtasida hamisha real suratda bir vaqtli uzluklik mavjuddir.

Fazo va vaqtning uzluksizligi shundan iboratki, ular o'zlarining ichki xossalari predmetlar va jarayonlarning sifat tafovutiga muvofiq tuzilishiga ko'ra farq qilib turadigan unsurlardan tarkib topgan.

Materiyaga xos xususiyatlar fazo va vaqtga ham xosdir. Materiyaning tuzilishi va xossalari haqidagi bilimimizning o'sishi kabi, fazo va vaqt to'g'risidagi bilimlarimiz ham cheksiz ortib boradi. Materiya fazoda cheksiz, vaqtda abadiydir. Vaqtning cheksizligi dunyoning cheksizligini, boshi va oxiri yo'qligini ko'rsatadi.

Tabiat va jamiyat hodisalari hamma vaqt ketma-ket sodir bo'ladi va harakat qiladi. Materiya vaqtda harakat qiladi, demak materiya, harakat, fazo va vaqt dialektik bog'langan. Ularning dialektik birligi

umumiy aniq fanlar uchun amaliy jihatdan metodologik asos hisoblanadi.

1.4. Mexanika. Mexanik modellar. Mexanikaning bo'limlari. Hisob sistemasi.

Mexanika asosan uch qismga bo'linadi: 1) kinematika; 2) dinamika; 3) statika.

Kinematika – jismlar harakatini, uning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay, o'rganadi.

Dinamika – jismlar harakatini, uning kelib chiqish sabablarini bilgan holda, o'rganadi.

Statika – jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini (jismlarning muvozonat shartlarini) o'rganadi.

Mexanika (grekcha: "mashina haqidagi ta'limot") - tashqi kuch ta'sirida jismning fazoda harakatlanishi va muvozanatini o'rganish bilan shug'ullanadigan fan. Moddiy nuqta mexanikasi, moddiy nuqtalar tizimi mexanikasi, mutlaq qattiq jism mexanikasi, gruntlar mexanikasi va tutash muhit mexanikasi kabi bo'limlarga, bularning har qaysisi dinamika, kinematika va statika bo'limlariga bo'linadi. Mexanikaning mexanika qonunlarini amaliy masalalar - mashinalar, mexanizmlar va boshqa inshootlar yasashga tatbiq qilish bilan shug'ullanadigan soxasi amaliy (tatbiqiy) mexanika deb ataladi; inshootlar va ularning qismlarini mustahkamlik va ustuvorlikka hisoblash usullarini ishlab chiqish bilan shug'ullanadigan sohasi qurilish mexanikasi deyiladi.

Fizikaning mexanika bo'limi (o'zining hozirgi taraqqiyot bosqichida) Nyuton mexanikasini, relyativistik mexanikani va kvant mexanikasini o'z ichiga oladi. Nyuton mexanikasi makroskopik jismlarning "sekin" harakatlarini o'rganish bilan shug'ullanadi. Makroskopik jismlar deganda g'oyat ko'p sondagi atom va molekulalardan tashkil topgan jismlarni tushunamiz.

H a r a k a t deyilganda tezliklari yorug'likning vakuumdagi tezligi ($c=300\,000\text{ km/s}$) dan juda kichik bo'lgan harakatlarni tushunish kerak. Qiyos sifatida shuni aytish kerakki, Yerning sun'iy yo'ldoshlarining harakati (tezliklari $v=8\text{ km/s}$), Yerning Quyosh atrofida o'z orbitasi bo'ylab qiladigan harakati ($v=30\text{ km/s}$), Quyosh tizimidagi sayyoralar, dumli yulduzlar, kometalar harakati, tayyora (samolyot) lar hamda oddiy yuk tashish vositalarining harakatlari sekin harakatlarga misol

bo'ladi. Istalgan moddiy nuqtalar, samoviy jismlar, sun'iy yo'ldoshlar, fazoviy kemalarning harakatlari va ularning muayyan vaqtdagi vaziyatlarini aniqlash yoki oldindan aytib berish Nyuton mexanikasi qonunlari asosida olib boriladi.

Katta tezliklarda (yurug'lik tezligiga yaqin tezliklarda) jismlarning (shu jumladan mikrozarralarning) harakat qonunlarini relyativistik mexanika o'rganadi. Relyativistik mexanika Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslangan va u Nyuton mexanikasiga nisbatan ancha keng qamrovli sohadir. U Nyuton mexanikasining qonunlari va qoidalarini inkor qilmaydi, faqat uning qo'llanish chegaralarini belgilab beradi; xususan, kichik tezliklar ($v \ll c$) da relyativistik mexanika qonunlari *Nyuton mexanikasi* qonunlaridan iborat bo'lib qoladi.

Mikrozarralarning xususiyatlarini va harakatlarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, bular uchun Nyuton mexanikasining qonunlarini tatbiq qilib bo'lmas ekan, ya'ni bu qonunlarning qo'llanish sohasi chegaralangan ekan..

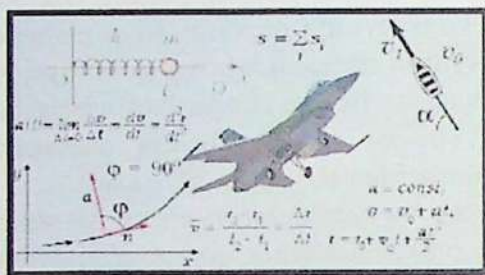
Tabiatdagi mavjud jismlarning vaziyatini, xususiyatlarini va harakatlarini o'rganishda hamda ular bilan bog'liq bo'lgan jarayonlarni tasvirlashda qo'yilgan maqsadning mohiyatiga ko'ra fizikada har xil soddalashtirilgan o'xshatmalardan (modellardan) foydalaniladi, ya'ni mavjud ob'ektlarni ularning ideallashtirilgan nusxasi-modeli bilan almashtiriladi. Shu maqsadda fizikaning mexanika bo'limida moddiy nuqta, mutlaq (absolyut) qattiq jism, uzluksiz (yaxlit) muhit deb ataladigan mexanikaviy o'xshatma-lardan (modellardan) foydalaniladi. O'rganilayotgan sharoitda geometrik o'lchamlari va shakli hisobga olinmaydigan hamda massasi bir nuqtaga to'plangan deb qaraladigan har qanday jism moddiy nuqta deb ataladi.

Moddiy nuqta tushunchasi ilmiy abstraktiya hisoblanadi. Har bir jismning o'zi bir sharoitda moddiy nuqta bo'lishi, ikkinchi bir sharoitda esa moddiy nuqta bo'lmasligi mumkin.

Mutlaq (absolyut) qattiq jism deb ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofa uning harakati davomida o'zgarmaydigan jismga aytiladi. Tabiatda mutlaq qattiq jismning o'zi mavjud emas. Suyuqliklar, gazlar va deformatsiyalanadigan jismlarning harakatini hamda muvozanatini o'rganishda *uzluksiz* muhit tushunchasi qo'llaniladi. Ma'lumki, har handay moddiy jism atom va molekulalardan tashkil topgan bo'lib, diskret tuzilishga ega. Lekin masalani soddalashtirish maqsadida

moddani uzluksiz yaxlit (muttasil) muhit deb qarab, uning atom va molekulalardan tuzilganligini e'tiborga olinmaydi

Jismlarning harakat qonunlarini o'rganishda fazo va vaqt tushunchalarini aniq tasavvur qilish muhim ahamiyat kasb etadi Jism o'z harakati tufayli vaziyatlarini (o'rinlarini) o'zgartiradi, bu o'zgarish, tabiiyki, fazoda sodir bo'ladi va ma'lum vaqt oralig'ida amalga oshadi.



Vaqt - hodisalarning ketma-ket o'zgarish tartibini ifodalaydigan fizikaviy kattalikdir. Jismlar harakatini fazo va vaqtdan ajralgan holda tassavur qilib bo'lmaydi. Shuning uchun ham jismlarning mavjudligi va ularning harakatlari fazoda va

vaqt ichida sodir bo'ladi, deb qaraladi.

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

Nyutonning fazo va vaqt haqidagi ta'limoti oddiy sharoitda kuzatiladigan mexanikaviy harakatlar (yuk tashish vositalari, sun'iy yo'ldoshlar, fazoviy kemalar, sayyoralar harakati) uchun amaliy jihatdan to'g'ridir; bu ta'limot yunon olimi Evklid geometriyasiga asoslangan. Evklid geometriyasida uchburchak ichki burchaklarining yig'indisi 180° ga teng va ikki nuhta orasidagi eng qisqa masofa to'g'ri chiziqdır.

Ma'lumki, tajriba jarayonida fizikaviy kattaliklar biror aniqlik bilan o'lchanadi. Boshqacha aytganda, olingan natijalar o'lchasidagi xatoliklar chegarasida to'g'ri bo'ladi. Yuqorida qo'yilgan savol bilan bog'liq muammoni yechish maqsadida nemis olimi Gauss XIX asrning boshida quyidagi tajribani o'tkazdi: bir-biridan ancha uzoqda joylashgan ($\sim 10^5$ m ga yaqin) uchta tog' cho'qqisi hosil qilgan uchburchak ichki burchaklarining yig'indisini mumkin qadar katta aniqlik bilan o'lchadi. Evklid geometriyasidan chetlanishlar kuzatilmadi.

Sanoq sistemasi. Istalgan bir jismning harakati boshqa bir jismga nisbatan o'rganiladi. Bunday jism sanoq jism deyiladi. Sanoq sistemasi sifatida biror qattiq jism (sanoq jism) bilan bog'langan, o'zaro bir-birlariga tik bo'lgan 3 ta o'qdan iborat bo'lgan dekart koordinatalar sistemasi qo'llaniladi. Bunday sanoq sistemasi moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan jismning istalgan vaqtda fazodagi o'rnini to'la aniqlash imkonini beradi. Nuqtaning fazodagi o'rnini X, Y va Z koordinatalari orqali aniqlanadi.

Radius – vektor va trayektoriya tushunchasi. Koordinatalar boshidan kuzatilayotgan nuqtaga o'tkazilgan Z vektorning koordinata o'qlaridagi proyeksiyalari nuqtaning koordinatalariga mos ravishda tengdir, ya'ni $r_x = x$; $r_y = y$ va $r_z = z$. Agar nuqtaning fazodagi o'rnini o'zgaradigan bo'lsa, $\vec{r}$ ham o'zgaradi. Shuning bilan bir qatorda nuqtaning X, Y, Z koordinatalari ham o'zgaradi, Bundan ko'rinadiki, nuqtaning istalgan vaqtda fazodagi o'rnini, koordinatalari yoki uning radius vektori $\vec{r}$ orqali ifodalash mumkin ekan.

Harakat qilayotgan jismning berilgan vaqt oralig'idagi harakat trayektoriyasi deganda, shu oraliqdagi vaqtning har qanday qiymatlarida kuzatilayotgan jismning fazodagi o'rinlarini ifodalovchi nuqtalarning o'zaro qo'shilishidan iborat bo'lgan chiziqli tushuniladi.

Tezlik. Harakatlanayotgan moddiy nuqtaning fazodagi o'rnini ifodalovchi x, y, z koordinatalar va $\vec{r}$ radius-vektor vaqt o'tishi bilan uzluksiz o'zgarib boradi. Koordinatalarning va unga mos ravishda $\vec{r}$ radius-vektorning birlik vaqt oralig'ida o'zgarish miqdorini aniqlovchi fizik kattalik - tezlikni kiritaylik.

Moddiy nuqta biror trayektoriya bo'yicha harakatlanayotgan bo'lib, biror t vaqtda uning fazodagi o'rnini $\vec{r}$ radius-vektor orqali va oradan Δt vaqt o'tgandan so'ng, ya'ni $t + \Delta t$ da nuqtaning fazodagi

o'rnini $\vec{r} + \Delta\vec{r}$ radius-vektor orqali ifodalansin (1.4.1- rasm.) Demak, radius-vektor Δt vaqt ichida $\Delta\vec{r}$ ga o'zgargan, moddiy nuqta esa ΔS masofaga siljigan bo'lsin. Radius-vektorning vaqt bo'yicha o'zgarishini ko'rib chiqaylik. $\Delta\vec{r}/\Delta t$ nisbatning miqdori va fazodagi yo'nalishi Δt ning qiymatiga bog'likdir. Agar Δt vaqt oralig'ini uzluksiz kamaytirib borsak aniq kattalikka intiladi va bu kattalik moddiy nuqtaning t vaqtdagi oniy tezligidan iborat bo'ladi.

Yuqorida ta'kidlab o'tilganlarni matematik usulda quyidagicha yozish mumkin:

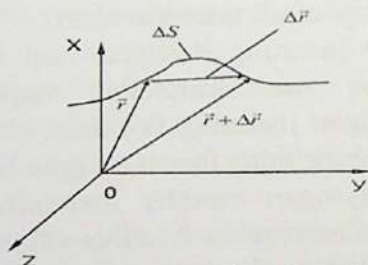
$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \vec{v} \quad (1.4.1)$$

(1.4.1) ifodadan tezlik vektorining yo'nalishi vektorning $\Delta\vec{r}$ yo'nalishi bilan mos kelishi ko'rinib turibdi. Agar Δt ni uzluksiz kamaytirib borilsa, $\Delta\vec{r}$ ning yo'nalishi pirovardida shu vektor boshlanish nuqtasidagi trayektoriyaga o'tkazilgan urinma bilan mos tushadi, $\Delta\vec{r}$ ning son qiymati esa ΔS ga teng bo'lib qoladi.

Demak, biror trayektoriya bo'yicha harakatlanayotgan jismning istalgan nuqtadagi tezlik vektori trayektoriyaning shu nuqtasiga o'tkazilgan urinma bo'yicha yo'nalgan bo'lar ekan.

Matematika kursidan ma'lumki, (1.4.1) formula asosida tezlik vektorini radius-vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosil a ko'rinishida yozish mumkin, ya'ni

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (1.4.2)$$



1.4.1- rasm. Moddiy nuqtaning fazodagi harakatiga doir chizma

Agar jismning yoki moddiy nuqtaning trayektoriyasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib, u har qanday teng vaqtlar ichida teng masofalarni bosib o'tsa, bunday harakatga to'g'ri chiziqli tekis harakat deyiladi. Bunday harakatda tezlikning qiymati va yo'nalishi vaqt o'tishi

bilan o'zgarmaydi. To'g'ri chiziqli tekis harakatda jism koordinatasining vaqtga bog'lanishi quyidagicha bo'ladi: $x = x_0 \pm v_x t$

Bu yerda, x_0 - jismning boshlang'ich koordinatasi;

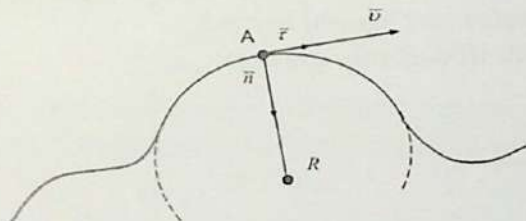
v_x - jism tezligining x o'q bo'yicha tashqil etuvchisi

Tezlanish. Moddiy nuqtaning harakat tezligi vaqt o'tib borishi bilan ham son qiymati bo'yicha, ham yo'nalishi bo'yicha, o'zgarib turishi mumkin. Jism tezligining vaqt birligi ichida o'zgarishini xarakterlovchi fizik kattalikka tezlanish deyiladi.

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.4.3)$$

Moddiy nuqtaning harakat trayektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lgan umumiy holni ko'rib chiqaylik. Trayektoriyada ixtiyoriy ravishda biror A nuqtani tanlab (1.4.2-rasm), shu nuqta orqali egrilik doirasini o'tkazaylik.

Egrilik doirasining R radiusi egri chiziqli trayektoriyaning beerilgan A nuqtadagi egrilik radiusi bo'lsin. A nuqtadan chiquvchi ikkita birlik vektorini tanlaylik: ulardan biri trayektoriyaga urinma ravishda va ikkinchisi $\vec{n}$ egrilik radiusi bo'ylab yo'nalgan bo'lsin.



1.4.2 – rasm. Moddiy nuqtaning egri chiziq bo'ylab harakatdagi tezligi

Jism tezligining qiymati o'zgarishi tufayli yuzaga keladigan tezlanish tangensial tezlanish yoki chiziqli tezlanish ($\vec{a}_t$) deyiladi.

Tezlikning yo'nalishi o'zgarishi tufayli yuzaga keladigan tezlanish normal tezlanish yoki markazga intilma tezlanish ($\vec{a}_n$) deyiladi. Umumiy tezlanish shu ikki tezlanishning vektor yig'indisiga teng bo'ladi.

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

Tezlanish vektorining tangensial va normal tashkil etuvchilarining modullari quyidagicha aniqlanadi:

$$a_t = \frac{dv}{dt} \quad \text{va} \quad a_n = \frac{v^2}{R} \quad (1.4.4)$$

Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakati.

Moddiy nuqta deb hisoblanishi mumkin bo'lgan jism tezligining harakat davomida faqat miqdori (qiymati) o'zgarib, yo'nalishi esa o'zgarmasdan qolsa, bunday harakat trayektoriyasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi va uni to'g'ri chiziqli harakat deb ataladi. Agar harakat davomida $a = \text{const}$ va u musbat ishorali bo'lsa, tezlik va tezlanish yo'nalishi bir xil bo'ladi va

$$v = v_0 + at \quad (1.4.5)$$

ko'rinishda yoziladi. Vaqt o'tishi bilan tezlik qiymati bir xilda ortib boradi. Bunday harakatni tekis tezlanuvchan harakat deyiladi.

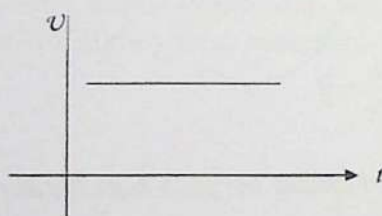
Aks holda, a - manfiy ishorali, demak, tezlik va tezlanish qarama-qarshi yo'nalishda bo'lsa, harakat tekis sekinlanuvchan harakat deyiladi. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakatdagi ko'chishi quyidagicha ifodalanadi:

$$S = v_0 t \pm \frac{at^2}{2} \quad (1.4.6)$$

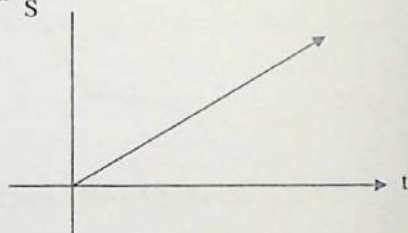
Harakatni grafik tasvirlash.

Bunda kinematik kattaliklar tezlik, bosib o'tilgan yo'l, tezlanish va koordinataning vaqtga bog'lanishi beriladi.

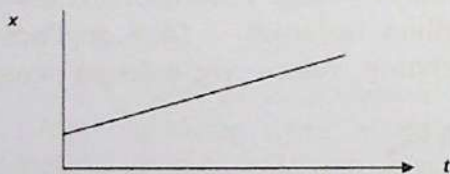
Tekis harakatni ifodalovchi grafiklar



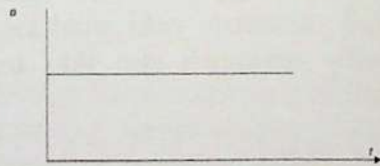
1.4.3-rasm. Tekis harakatda tezlikni vaqtga bog'lanishi



1.4.4-rasm. Tekis harakatda bosib o'tilgan yo'lni vaqtga bog'liqligi

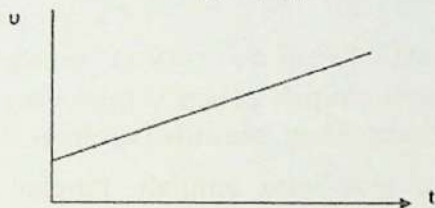


1.4.5-rasm. To'g'ri chiziqli tekis harakatda

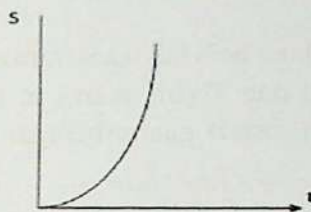


1.4.6-rasm. To'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakatda tezlanish

jism koordinatasining vaqtga bog'liqligi.



1.4.7-rasm. To'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakatda tezlikni vaqtga bog'liqligi



1.4.8-rasm. To'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakatda ko'chishni vaqtga bog'liqligi

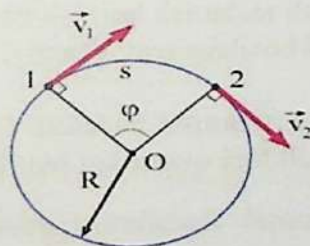
To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat grafiklari.

Burchak tezlik va burchak tezlanish. Moddiy nuqta harakatining trayektoriyasi aylana shaklida bo'lsa, bunday harakat aylanma harakat deb ataladi. Agar OA radius-vektor Δt vaqt oralig'ida $\Delta\varphi$ burchakka burilgan bo'lsa, jism burchakli tezligining o'rtacha qiymati $\bar{\omega} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ ga teng bo'ladi. Burchak tezlikning byerilgan vaqtdagi (oni) qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.4.7)$$

Juda kichik vaqt oralig'idagi moddiy nuqtaning aylana bo'ylab bosib o'tgan ds yo'l uzunligini quyidagicha yozish mumkin:

$$ds = v dt$$



1.4.9 – rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakatiga doir chizma

bunda r - OA radius-vektorining uzunligi. Yuqoridagi formuladan $d\varphi$ elementar burchakka burilish uchun:

$$d\varphi = \frac{v dt}{r} \quad (1.4.8)$$

ni (1.4.8) ga keltirib qo'yamiz va chiziqli hamda burchakli tezliklar orasidagi quyidagi munosabatni olamiz:

$$v = \omega r \quad (1.4.9)$$

Aylana bo'ylab tekis harakat uchun (1.4.9) ni $d\varphi = \omega dt$ ko'rinishda yozib, 0 dan T (bir marta to'liq aylanib chiqish uchun ketgan vaqt - aylanish davri) gacha bo'lgan vaqt oralig'idagi burilish burchagi 2π ning $2\pi = \varphi = \int d\varphi = \int \omega dt = \omega T$ ga teng ekanligini aniqlab, burchakli tezlikni

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ yoki } \omega = 2\pi\nu \quad (1.4.10)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin (bu yerda ν - aylanish chastotasi).

Burchakli tezlanish burchakli tezlikning birlik vaqt davomida o'zgarish kattaligini aniqlaydi. Agar Δt vaqt oralig'ida burchakli tezlik $\Delta\omega$ ga o'zgargan bo'lsa, burchakli tezlanishning shu vaqt oralig'idagi o'rtacha qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \quad (1.4.11)$$

Burchak tezlanishning byerilgan t vaqtdagi qiymatini

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (1.4.12)$$

ko'rinishda yozib, (1.4.11) ni (1.4.12) ga keltirib qo'ysak quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (1.4.13)$$

(1.16) dan burchakli tezlanish burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng ekanligi ko'rinib turibdi.

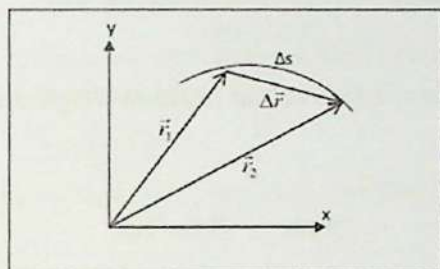
1.5. Ilgarilanma va aylanma harakat. Chiziqli va burchak kattaliklari orasidagi bog'lanish.

Qattiq jism mexanik harakatini asosan ikki turga bo'lish mumkin:

1. Ilgarilanma harakat. Bu harakat vaqtida jismning ikki holatini tutashtiruvchi kesmalar o'zaro parallel holda bo'ladi.

2. Aylanma harakat. Jismning barcha nuqtalari markazi bir nuqtada bo'lgan aylana bo'yicha harakat qiladi.

Jismning vaziyatini r -radius-vektor orqali xarakterlash mumkin. t -vaqtda jism r_1 , Δt vaqtdan keyin unga r_2 - radius-vektor mos kelsin. (1.5.1-rasm)



1.5.1-rasm. Jismning vaziyatini r -radius-vektor orqali ifodalash.

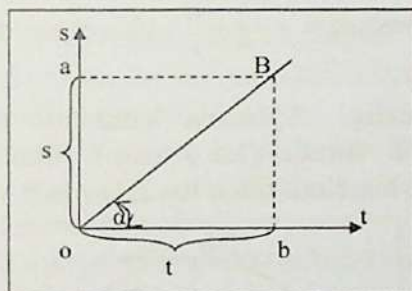
Jismning tezligi.

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{dr}{dt} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (1.5.1)$$

To'g'ri chiziqli tekis harakatda bosib o'tilgan yo'l

$$s = s_0 + vt \quad (1.5.2)$$

Agar $s_0 = 0$ bo'lsa, $s = vt$ bo'ladi. Yo'l bilan vaqt orasidagi bu chiziqli munosabatni quyidagi tasvirda ko'rishimiz mumkin.



1.5.2-rasm. Yo'l bilan vaqt orasidagi chiziqli munosabat.

1.5.2-rasmdan ko'rinadiki:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{bB}{Ob} = \frac{s}{t} = v \quad (1.5.3)$$

To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat. Tezlanish. Agar tezlikning qiymati ixtiyoriy tanlab olingan vaqt ichida bir xil qiymatga o'zgarsa bunday harakatga tekis o'zgaruvchan harakat deyiladi.

Vaqt o'tishi bilan tezlikning naqadar o'zgarib borishini xarakterlash uchun tezlanish deb ataluvchi fizik kattalikdan

foydalaniladi. To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakatning tezlanishi tezlikning orttirishiga to'g'ri proporsional va shu o'zgarish uchun ketgan vaqtga teskari proporsional bo'ladi.

$$a = \frac{v - v_0}{t - t_0} = \frac{\Delta v}{\Delta t} \quad (1.5.4)$$

To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat tenglamalari quyidagicha:

$$v = v_0 + at$$

$$v = at$$

$$s = v_0 t + \frac{at^2}{2}$$

$$s = \frac{at^2}{2}$$

$$a = \frac{v - v_0}{t}$$

agar $v_0 = 0$ bo'lsa,

$$a = \frac{v}{t}$$

bo'lali.

$$a = \frac{v^2 - v_0^2}{2s}$$

$$a = \frac{v^2}{2s}$$

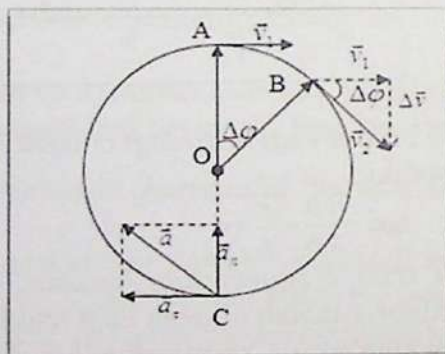
(1.5.5)

Jismning aylanma harakati. Faraz qilaylik jism radiusi R ga teng bo'lgan aylana bo'yicha harakat qilayotgan bo'lsin. Bu harakatni quyidagi fizikaviy kattaliklar bilan xarakterlaymiz:

1. Aylanish davri $T = \frac{t}{n}$ (n - aylanishlar soni), bir marta to'liq aylanish uchun ketgan vaqtni bildiradi.

2. Aylanish chastotasi $\nu = \frac{1}{T} = \frac{n}{t}$, bir sekunddagi to'liq aylanishlar soniga teng.

3. Aylanish tezligi. Aylanma harakatda tezlikning moduli va yo'nalishi o'zgarib turadi (1.5.3-rasm). Shu sababli, chiziqli va burchakli tezlik tushunchalaridan foydalaniladi.



1.5.3-rasm. Aylanma harakat.

Jism bir marta to'liq aylandi deb hisoblab, chiziqli tezlik uchun quyidagi ifodani yozamiz:

$$\vec{v} = \frac{s}{t} = \frac{2\pi R}{T} = 2\pi \nu R \quad (1.5.6)$$

Shuningdek, radius-vektorning buralish tezligini ifodalovchi burchakli tezlik tushunchasidan foydalansak:

$$\vec{\omega} = \frac{\Delta\varphi}{t} = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \nu \quad (1.5.7)$$

hosil bo'ladi. Chiziqli va burchakli tezliklar orasida quyidagi munosabat o'rinli:

$$\frac{v}{\omega} = R \quad (1.5.8)$$

4. Aylanma harakatda tezlanish. $\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n$, bu erda $a_\tau = \frac{\Delta v}{t}$ - tangensial tezlanish va $a_n = \frac{v^2}{R}$ - normal tezlanish.

Bundan tashhari, burchakli tezlanish ham mavjud:

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{R} \frac{dv}{dt} = \frac{\vec{a}_\tau}{R} \quad (1.5.9)$$

Burchakli tezlik va tezlanishlarining yo'nalishlari parma qoidasiga asosan topiladi.

O'tilgan mavzu bo'yicha savollar.

1. Mexanika fanining maqsad va vazifalarini aytib berig.
2. Kinematika nimani o'rganadi?
3. Tekis harakat deganda qanday harakatni tushunasiz?
4. Jismning ko'chishi va yo'l orasida qanday farq bor?
5. Notekis harakat qanday harakat?
6. Vektorlar ustida matematik amallarni bajaring.
7. Tezlanish nima?
8. Aylanma harakatni tavsiflovchi kattaliklarni ayting.
9. Burchakli tezlik va tezlanish tushunchalarini izohlab bering.
10. Burchakli tezlik va tezlanish vektorlarining yo'nalishi qanday aniqlanadi?

ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Douglas C. Giancoli. Physics principles with applications. 2014
2. S.P. Strelkov. Mexanika. Toshkent.: O'qituvchi. 1977.

3. I.V. Savelev . Umumiy fizika kursi. 1 tom. Moskva. : Astrel. 2004.
4. <http://www.quantumatomica.co.uk/download.html>
5. <http://school-collection.edu.ru>
6. <http://phet.colorado.edu/>
7. <http://www.falstad.com/mathphysics.html>

2-MAVZU. DINAMIKANING ASOSIY QONUNLARI

Reja

1. Butun olam tortishish qonunlari. Gravitatsion va inert massalari.
2. Sun'iy yo'ldoshlar va vaznsizlik. Kepler qonunlari.
3. Kuch. Masa, zichlik, harakat miqdorlari haqida tushuncha.
4. Nyuton qonunlari va ularning tadbiqu.

2.1. Butun olam tortishish qonunlari. Gravitatsion va inert massalari.

Barcha fizikaviy jismlar o'zaro tortishish kuchlari ta'sirida bo'ladi. Tortishish kuchlarini belgilovchi asosiy qonun Nyutonning tortishish qonunidir.

Tortishish qonuni quyidagicha ta'riflanadi:

massalari m_1 va m_2 ga teng bo'lgan va bir-birlaridan R masofada turgan 2 ta jism orasida bir jismdan ikkinchisiga yo'nalgan F_{12} va F_{21} o'zaro tortishish kuchlari mavjud bo'lib, tortishish kuchining kattaligi har ikkala jism massalarining ko'paytmasiga to'g'ri mutanosib va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari mutanosibdir:

$$F_{12} = F_{21} = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{R^2} \quad (2.1.1)$$

γ -gravitatsiyon doimiyligi, m_1 va m_2 - jismlar massalari, R - jismlar markazlari orasidagi masofa.

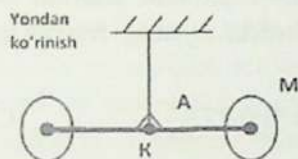
Bunday ko'rinishdagi tortishish qonuni jismlarni moddiy nuqtalar deyish mumkin bo'lgandagina o'rinlidir.

Nuqta deb hisoblash mumkin bo'lmagan ikkita jism orasidagi o'zaro tortishish kuchini esa quyidagicha hisoblanadi. Butun jismni nuqta deyish mumkin bo'lgan bo'laklarga bo'linadi va ikkinchi jismdan bitta nuqta tanlab olinib, unga birinchi jism barcha zarralari

tomonidan tortishish kuchining umumiy tashkil etuvchisi topiladi. So'ng shu amal ikkinchi jismning barcha qolgan zarralari uchun bajariladi va yig'iladi; shu yig'indi birinchi jismning ikkinchi jismga ta'sir kuchidan iborat.

Uchinchi qonunga ko'ra bir jinsli moddadan yasalgan sharlar uchun o'tkazilgan hisoblashlarning ko'rsatishiga, natijaviy tortishish kuchi har bir sharning markaziga qo'yilgan bo'lib, quyidagicha teng:

Tortishish kuchini o'lchash birinchi marta Kavendish tomonidan 1798-yili buralma tarozi vositasida amalga oshirildi



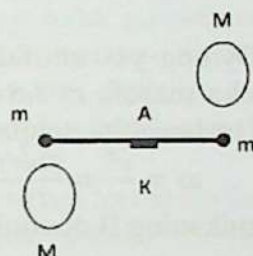
2.1.1-rasm. Kavendish tajribasi:
tajribasi:

dastlabki holat

Nisbatan yengil A shaynning uchlarida har biri m kattalikdagi ikkita birday massa joylashtiriladi (2.1.1-rasm.) Shayn o'rtasidan yetarlicha uzun ipga osib qo'yiladi. Shaynning o'rtasiga K ko'zgu o'rnatiladi, ko'zgudan qaytgan yorug'lik nurning buralishini A shaynni osilgan ipning buralishi ko'rsatadi. m massalarga turli tomonlardan ikkita katta M qo'rg'oshin sharlar muayyan masofalarga yaqinlashtiriladi. Tortishish kuchi ta'sirida buralma tarozining A shayni sharlar orasidagi tortishish kuchining momenti ipning ko'zgudan qaytgan shu'laning siljishi bo'yicha aniqlanuvchi buralish momenti bilan muvozanatlashguncha buraladi.

(2.1.2-rasm.) Kavendish sharlarni turli masofalarga keltirib tortishish kuchini masofaga bog'liq tarzda aniqlandi va Nyuton qonunini o'rinli ekanini tasdiqladi.

Shu tajribalar asosida hozirgi vaqtda SI tizimida tortishish doimiysi uchun quyidagi qiymat qabul qilindi:



2.1.2-rasm. Kavendish

O'zaro ta'sirdan so'ng

$$\gamma = 6,65 \cdot 10^{-11} \frac{m^3}{kg \cdot C^2} \quad (2.1.2)$$

Nyuton qonuniga ko'ra, m massali jismning tortishish kuchi:

$$P = \gamma \frac{m \cdot m_{yer}}{r_0^2} \quad (2.1.3)$$

r_0 -yerning radiusi.

Ikkala tenglikdan foydalanib yer massasini aniqlash mumkin:

$$m_{yer} = \frac{9,81 \frac{m}{s^2} (6,4 \cdot 10^6 m)^2}{6,65 \cdot 10^{-11} \frac{m^3}{kg \cdot C^2}} \approx 6 \cdot 10^{24} kg \quad (2.1.4)$$

Oyning yer atrofida aylanish davri $T=27,3$ kun hamda yerdan oygacha masofa $r=3,844 \cdot 10^8 m$ bo'lgan holda oyning markazga intilma tezlanishini aniqlaymiz:

$$\omega = \frac{v^2}{r} = \frac{(2\pi r)^2}{T^2 \cdot r} = \frac{4\pi^2 r}{T^2}, \quad \omega = 0,027 \frac{m}{c^2} \quad (2.1.5)$$

Dinamikaning II qonuniga ko'ra:

$$m_{oy} \cdot \omega = \gamma \frac{m_{oy} \cdot m_{yer}}{r^2} \quad (2.1.6)$$

$$\text{bundan: } \omega = \gamma \frac{m_{yer}}{r^2}, \quad g = \gamma \frac{m_{yer}}{r_0^2}, \quad \omega = g \frac{r_0^2}{r^2}.$$

Tortishish qonunining ochilishi yerdagi jismlar bilan o'tkazilgan tajribalar asosida mexanika qonunlarining qo'llanish sohasini kengaytirish imkonini berdi "Inert" massa va tortishish massasi. Tajriba natijalariga ko'ra jism tortishish xossasiga ega deyish to'g'riroq. Jismning tortishish massasi yoki gravitatsion massa shu xossaning o'lchovi bo'ladi. Umuman aytganda gravitatsion massa inert massadan tamomila farqli bo'lsada, tajribalar bizga bu kattaliklarning bir-biriga mutanosibligini ko'rsatadi. Jism "inert" massa kattaligi bilan o'lchanuvchi inertlik xossasiga hamda gravitatsion massa kattaligi bilan o'lchanuvchi tortishish xossasiga ega. U holda tortishish kuchini quyidagicha yozish mumkin.

$$P = k \cdot m_G \quad (2.1.7)$$

k -o'lchamga ega bo'lgan doimiy, p -jismning tortishish massasiga mutanosib bo'lgan yerga tortishish kuchi.

Ikkinchi tomondan dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan ikkala munosabatni o'zaro tenglasak quyidagi hosil bo'ladi:

$$g = k \frac{m_G}{m_u} \quad (2.1.8)$$

g-og'irlik kuchi tezlanishi.

Tezlanish *g* barcha jismlar uchun bir xil va jism materialiga, uning o'lchamlariga bog'liq emasligi sababli, inert massa tortishish massasiga mutanosibdir. Agar inert massa birligi uchun (kg) qabul qilinsa, u holda tortishish massasi birligini *k* kattalik $9,81 \text{ m/s}^2$ teng bo'ladigan qilib tanlash mumkin. Birliklarni shunday tanlaganda gravitatsion massaning kattaligi o'sha jismning inert massasi kattaligiga aniq teng bo'ladi.

Gravitatsion va inert massalarning mutanosibligi qonunining fizikadagi ahamiyati faqat nisbiylik nazariyasidagina baholangan bo'lib, u muayyan jism uchun gravitatsion va inert massalarning ekvivalentligi qonuni nomi bilan yuritiladi hamda undan fazoning istalgan, yetarlicha kichik sohasida hamma vaqt og'irlik kuchi maydoni bo'lmaydigan tezlashgan sanoq tizimini ko'rsatish mumkin, degan muhim xulosalar chiqarilgan.

Tortishish potensial energiyasi. Jismlar orasidagi tortishish kuchi jismlarning o'zaro joylashishga bog'liq bo'lgani sababli bir-biriga nisbatan muayyan tarzda joylashgan jismlarning har bir majmuasi tortishish potensial energiyasining qandaydir zahirasiga ega bo'ladi. Jismlarning o'zaro joylashishi o'zgartirilganda tortishish kuchlari muayyan ish bajaradi demak, jismlar tizimining potensial energiyasi o'zgaradi.

Tortishish potensial energiyasining o'zgarishi jismlar tizimi konfigurasiyasining o'zgarishida tortishish kuchlari ishini teskari ishora bilan olinganiga teng. m_1 va m_2 massali ikkita moddiy nuqta uchun potensial energiyani:

$$-\int_A^B f(r) r dr = u_B - u_A \quad (2.1.9)$$

formula asosida unga $f(r) = -\gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$ kattalikni qo'yish orqali hisoblash mumkin u holda $f(r)$ va r ikki nuqtadagi potensial energiyalar farqi quyidagicha bo'ladi:

$$u_1 - u_2 = \gamma \int_1^2 \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} dr = -m_1 \cdot m_2 \frac{1}{2} \int_1^2 = \gamma m_1 \cdot m_2 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r_1} - \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r_2} \quad (2.1.10)$$

cheksiz uzoqlikda, ya'ni ($r \rightarrow \infty$) da $u(\infty) = 0$ bo'ladi.

U holda yuqoridagi munosabat quyidagicha ko'rinishiga keladi:

$$u_1 = u(r_1) = -\gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r_1} \quad (2.1.11)$$

nolinchi qiymati shunday tanlangan ikkita sharning potentsial energiyasi har doim manfiy bo'lish bilan birga masofaning ortishi bilan u orta boradi.

2.2. Sun'iy yo'ldoshlar va vaznsizlik. Kepler qonunlari.

Yer yo'ldoshlarining uchish qonunlari planetalarning quyosh atrofida aylanish qonunlariga o'xshashdir. Agar kosmik snaryadni biror h balandlikdan v tezlik bilan gorizontol otilgan odatdagi snaryad yoki oddiy tosh deb tasavvur qilsak, u holda atmosferaning ta'siri bo'lmaganida, uning barcha mumkin bo'lgan trayektoriyalari ayonki, planetalarning mumkin bo'lgan harakatlariga o'xshash bo'ladi.

$$v_{yer} = r_o \cdot \sqrt{\frac{g_o}{r_o+h}} \quad (2.2.1)$$

Boshlang'ich tezligi v ushbu tezlikdan kichik bo'lganda snaryad trayektoriyalari fokuslari Yerning markazi bilan mos tushuvchi ellips kesmalardan iborat bo'ladi. Juda ham kichik boshlang'ich tezlikda bu kesmalarni katta aniqlikda parabola kesmalari deyish mumkin. Taqriban $7,93 \text{ km/sek}$ ga teng bo'lgan v tezlikda snaryad trayektoriyasi aylana bo'ladi va snaryad Yerning yo'ldoshiga aylanadi. Snaryadning aylana orbita bo'ylab harkati tezligini snaryadning markazga intilma tezlanishi

$$a = \frac{v_{yer}^2}{r_o+h} \quad (2.2.2)$$

erkin tushish tezlanishi g ga teng bo'lishi shartidan oson hisoblab topish mumkin. Haqiqatdan ham h balandlikda erkin tushish tezlanishi

$$g = g_o \frac{r_o^2}{(r_o+h)^2} \quad (2.2.3)$$

bunda g_o -yer sirtida uning markazida r masofada tezlanish: u holda

$$\frac{v_{yer}^2}{r_o+h} = g = \frac{g_o \cdot r_o^2}{(r_o+h)} \quad (2.2.4)$$

yoki

$$v_{yer} = r_o \cdot \sqrt{\frac{g_o}{r_o+h}} \quad (2.2.5)$$

Agar $h \ll r_o$ bo'lsa u holda

$$v_{yer} = \sqrt{r_o \cdot g_o} \approx 7,93 \frac{km}{s} \quad (2.2.6)$$

yo'ldoshning Yer radiusiga teng radiusli aylana orbita bo'yicha harakat tezligi bo'ladi. Bu tezlikni birinchi kosmik tezlik deb atash qabul qilingan. Boshlang'ich tezlik v_{yer} dan katta, lekin

$$v_n = r_o \cdot \sqrt{\frac{2g}{r_o+h}} \quad (2.2.7)$$

qiymatdan kichik bo'lganda snaryad trayektoriyasi ellipsdan iborat bo'lib, ellipsning uchib chiqish nuqtasiga yaqin fokusiga Yer markazi joylashgan. $v=v_n$ da snaryad trayektoriyasi parabola ko'rinishiga ega va u bo'ylab harakatlanayotgan snaryad yerga qaytmaydi. Yerga nisbatan "parabolik" tezlik ham

$$\frac{mv_n^2}{2} = \gamma \frac{mM}{R} = 0 \quad (2.2.8)$$

bo'yicha aniqlanib, faqat m o'rniga M qo'yilishi lozim, bunda M - Yerning massasi. Tortishish kuchi tezlanishi kattaligi uchun yozilgan formulani hisobga olsak, quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{\gamma M_{yer}}{(r_o+h)^2} = \frac{g_o \cdot r_o^2}{(r_o+h)^2}, \quad \gamma M_{yer} = g_o \cdot r_o^2. \quad (2.2.9)$$

Yer uchun parabolik tezlikni topamiz:

$$v_n = r_o \cdot \sqrt{\frac{2g_o}{r_o+h}} \quad (2.2.10)$$

$h \ll r$ holda yoki snaryadni Yer sirtiga urinma bo'yicha otilganda,

$$v_n = \sqrt{2r_o \cdot g_o} \approx 11,2 \frac{km}{s} \quad (2.2.11)$$

Bu kattalikni ikkinchi kosmik tezlik deyiladi. Binobarin, agar snaryad h balandlikdan gorizantal tarzda

$$v_0 = r_o \cdot \sqrt{\frac{2g_o}{r_o+h}} \quad (2.2.12)$$

dan katta tezlik bilan otlsa u giperbolik trayektoriya bo'yicha harakatlanib, yerning tortishish sohasidan chiqib ketadi yoki quyoshning mustaqil yo'ldoshi, ya'ni kichkina sun'iy planetaga aylanadi.

Yo'ldosh boshlagan tezligini yanada oshirsak u giperbola trayektoriyasi bo'ylab harakatlanadi, yerning ta'sir doirasidan chiqadi. Endi quyoshning ta'sirini hisobga olish kerak. Sanoq tizimining boshi Quyoshda joylashtirilishi kerak. Yo'ldosh energiyasi uni (start) joyida

$$E = \frac{1}{2} m g^2 - \gamma m \frac{M_{yer}}{R_{yer}} - \gamma m \frac{M_q}{R_q} = \frac{1}{2} m g^2 - \gamma m \frac{M_{yer}}{R_{yer}} \left[1 + \frac{M_q}{M_{yer}} \frac{R_{yer}}{R_q} \right] \quad \text{deb yozish}$$

mumkin.

Bu yerda γ yo'ldoshni quyoshga nisbatan tezligi: $R_q = 1,5 \cdot 10^8 \text{ km}$.
 $R_{yer} = 6,4 \cdot 10^3 \text{ km}$. $M_q = 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$; $M_{yer} = 6 \cdot 10^{24} \text{ kg}$.

$$m \gamma \frac{M_{yer}}{R_{yer}} = m g R_{yer} \quad (2.2.13)$$

ekanini hisobga olsak to'la energiya uchun $E = \frac{1}{2} m g^2 - 15 m g R_{yer}$ bo'ladi.

$E > 0$ holda yo'ldosh quyosh tizimini tashlab ketadi.

$$\text{Buning uchun } g > g_{III} = \sqrt{30 g R_{yer}} \approx 43 \frac{\text{km}}{\text{s}}$$

Bu to'liq uchinchi kosmik tezlik deyiladi. Shuni ta'kidlash kerakki, yo'ldoshga beriladigan boshlang'ich tezlik turli yo'nalishda berilishi mumkin. Ma'lumki, yer quyosh atrofidan $29,5 \text{ km/s}$ tezlikda harakatlanadi. Agar boshlang'ich berilgan tezlik yerni quyosh atrofida harakatlanish oniy tezligiga parallel holda berilsa yerdan turib unga beriladigan qo'shimcha tezlik $43 - 29,5 = 13,5 \text{ km/s}$ bo'lib chiqadi.

Bu barcha hisoblashlar kosmik snaryadning harakatiga quyoshning va planetalarning ta'sirini hisobga olmasdan bajariladi. Boshqacha aytganda, yer harakatsiz va yo'ldosh unga nisbatan harakatlanadi, butun tizim (yer-yo'ldosh) quyosh atrofida harakatini muttasil davom ettiradi deb hisoblanadi. Yo'ldoshning massasi yerning massasiga nisbatan juda kichik, shuning uchun yer-yo'ldosh tizimining inersiya markazi amalda yerning inersiya markaziga mos tushadi. Bundan tashqari, yo'ldosh va yer markazi orasidagi masofa yerdan quyoshgacha masofaga nisbatan juda kichik bo'lganidan quyosh tortishi o'zgarishining yo'ldosh orbitasiga ta'sirini nazarga olmasa ham bo'ladi. Yo'ldosh yerdan katta masofalarga uzoqlashganda, albatta, hisoblashni olib borayotganda quyoshning oyning va quyosh tizimining

boshqa planetalarining tortishish kuchlarini hisobga olish lozim. Ikkinchi tomondan, yer yo'ldoshlari aylana orbitalar bo'yicha uning atrofida harakatlanayotganida bu harakat yerning tortish kuchi maydonining ham yer sirtining sferadan chetlashishidan, ham yer zichligining (ayniqsa, uning yuqori qatlamlarida) o'zgarishidan yuzaga keluvchi nobirjinsligiga bog'liq.

Murakkabroq hisoblashlarning ko'rsatishicha, uchinchi kosmik tezlik, ya'ni snaryad quyosh tizimini tashlab ketishi uchun unga yerda berish zarur bo'lgan tezlik quyidagiga teng: $g=16,7 \text{ km/s}$.

1957-yil 4-oktyabrda yerning birinchi sun'iy yo'ldoshi uchirildi. 1961-yil 12-aprelda Yu.A. Gagarin kosmik fazoga birinchi parvozni amalga oshirdi. Umuman davrlar o'tib insoniyat kosmosga "moslashmoqda". Asrimiz boshida fantaziya, utopiya bo'lib tuyulgan kosmik aloqalar va televidenie, oyga va planetalarga uchishlar, kishilar oylab, yillab ishlayotgan kosmik orbital stansiyalar bugunki kun kosmanavtikasining oddiy ish tarzi bo'lib qoldi. Kosmik texnika aloqa va televideniya ishiga yer biosyerasini qo'riqlash va halokatga uchragan kema va samolyotlarni topishga, ob-havoni oldindan bashorat qilishga, yangi materiallarni olishga katta yordam bermoqda. Hozirgi vaqtda informatsion, sanoat, transport, qurilish montaj kosmik tizimlari samarali ishlamoqda va yangilari yaratilmoqda. Kosmik tizimlardan foydalanish nafaqat insoniyatni informatsion faoliyatini ildizi bilan o'zgartiradi, balki uni ishlab chiqarish sanoat faoliyatida yangidan - yangi imkoniyatlarni ochib beradi.

Kosmik ishlab chiqarishni rivojlantirishni maqsadlari sanoat kosmik qurilmalar bortlarida murakkab va ulkan texnologik sharoitlar yaratish mumkinligi, Yerda sanoat rivojlanishi bilan biosferaning qaytarib bo'lmaz buzilishlarini oldini olish, Yerdagi homashyo va energiya cheklanganligi va kosmosda uning nihoyatda katta zahiralari mavjudligidan kelib chiqadi. Kelajakda kosmosda nafaqat sanoat korxonalari balki yirik kosmik quyosh energostansiyalarini yaratish bo'yicha ilmiy - tadqiqot va amaliy ishlar olib borilmoqda.

Dunyoda kosmonavtikaning rivojlanishida O'zbekistonlik olimlarning ham munosib xizmatlari bor. Sobiq Sovet Ittifoqida uchirilgan barcha kosmik apparatlarda albatta O'zbekistonda ishlab chiqarilgan asbob - uskunalar ham qo'llanilar edi.

Hozir O'zbekistonning o'zida "O'zbekkosmos" tashkiloti tuzilgan bo'lib u Respublikada bu sohadagi ilmiy - tadqiqotlar va amaliy ishlarni boshqarmoqda. O'zbekistonlik V.Jonibekov kosmik fazoga 5 marta parvoz qilgan va dunyo kosmonavtikasiga ulkan hissa qo'shgan bo'lsa, o'zbek millatiga mansub Solijon Sharipov Amerika Qo'shma Shtatlari aeronavtlari bilan birga Xalqaro Kosmik Parvozda ishtirok etdi. Yaqin vaqtlar ichida O'zbekistonda Yerning aloqa sun'iy yo'ldoshi uchirilishi ko'zda tutilgan.

Osmon jismlarining harakat qonunlari.

Osmon jismlarining harakat qonunlari, xususan, planetalarning quyosh atrofida harakati qonunlari Nyuton qonunlari deb ataluvchi - dinamikaning uchta qonuni va butun olam tortishish qonunidan iborat mexanikaning asosiy qonunlarining oddiy natijasidir. Nyutondan oldin Tixo Bragening kuzatishlari asosida Kepler planetalarning quyosh atrofida harakati qonunlarini topdi. Bu qonunlar Kepler qonunlari deb yuritiladi va quyidagicha ta'riflanadi:

1. Barcha planetalarning orbitalari ellipslardan iborat bo'lib, fokuslardan birida quyosh turadi.

2. Har bir planetaning harakati shunday sodir bo'ladiki, quyoshning markazidan planetaga radius-vektor birday vaqt oraliklarida birday yuzalarni o'tadi.

3. Turli planetalarning quyosh atrofida aylanish davrlari kvadratlari nisbati orbita ellipsdari nisbati orbita ellipsdari katta yarim o'qlari kublari nisbati kabi bo'ladi.

Ancha murakkab hisoblashlarning ko'rsatishi va kuzatishlarnig tasdiqlashicha, orbitaning shakli va ko'rinishi boshlang'ich tezlikka bog'liq bo'lar ekan. Masalan, agar A nuqtadagi v_2 harakat tezligi:

$v_0 = \sqrt{\frac{\gamma M}{R}}$ aylanma tezlik (2.2.12) formuladagi v_0 dan kichik bo'lsa, u

holda planeta ellips bo'ylab shunday harakat qiladiki, Quyosh elliptik orbitaning uzoqdagi fokusida joylashadi. Agar v_1 tezlik aylana tezlik v_0 dan katta bo'lsa u holda ham planeta ellips bo'yicha harakatlansada, quyosh orbitaning yaqindagi fokusida joylashadi. Biroq A nuqtadagi tezlik planeta parabola bo'ylab harakatlanadigan va ushbuga teng bo'lgan:

$v_a = \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}}$ (2.2.13) parabolalik tezlik tezlikdan kichik bo'lgandagina harakat ellips bo'ylab yuz beradi.

Agar A nuqtadagi harakat tezligi kparabolikk tezlikdan katta bo'lsa, u holda endi planeta deb atab bo'lmaydigan osmon jismi gipyerbola bo'yicha harakatlanadi va avvalgi nuqtaga hech qaytib kelmaydi. Orbita bo'ylab harakat vaqtida kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi doimiy qoladi. A nuqtadagi energiyaga teng, bunda v_k va R_k - mos ravishda qaysidir nuqtadagi tezlik va o'sha nuqtaning quyoshdan uzoqligi. Parabolik orbita holiday ∞ da tezlik nolga teng bo'ladi, shuning uchun u teng bo'lgan to'la energiyasi, ya'ni $E=0$ mos keladi, bundan A nuqtadagi parabolik tezlik qiymatini topamiz:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \gamma \frac{mM}{R_1} \quad (2.2.14)$$

energiya trayektorining istalgan nuqtasidagi

$$E = \frac{mv_k^2}{2} - \gamma \frac{mM}{R_k} \quad (2.2.15)$$

$$\frac{mv_n^2}{2} - \gamma \frac{mM}{R_k} = 0 \quad (2.2.16)$$

o'zgarish kiritib $v_n = \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}}$ hosil qilinadi.

Shunday qilib biror tanlangan A nuqtadan o'tuvchi xilma-xil orbitalarning shakli orbitalar bo'yicha harakatlanayotgan jism ega bo'lgan energiya kattaligi bilan bir qiymatli bog'langan.

Keplerning ikkinchi qonuni. Harakat miqdori momentining saqlanish qonuni natijasidir. Haqiqatan ham, quyosh atrofida aylanayotgan planetaga hamma vaqt quyoshga tomon yo'nalgan $\gamma = \frac{mM^2}{r^2}$ tortishish kuchi ta'sir qiladi, shuning uchun planetaning quyosh markaziga nisbatan harakat miqdori momenti doimiydir, ya'ni:

$$[rm\dot{\theta}] = \text{const yoki } [r\dot{\theta}] = \text{const} \quad (2.2.17)$$

r - radius vektor, $\dot{\theta}$ - planeta tezlik vektori.

Radius-vektor dt vaqt ichida bosib o'tadigan yuza quyidagiga teng:

$$ds = \frac{1}{2} r v \sin \alpha dt \quad (2.2.18)$$

Bunda α - r va v orasidagi burchak. (2.2.17) ni nazarga olib shunday yozish mumkin:

$$2 \frac{ds}{dt} = r v \sin \alpha = \text{const} \quad \text{yoki} \quad \frac{ds}{dt} = \text{const} \quad (2.2.19)$$

Bu qonundan, planeta o'z orbitasi bo'yicha harakatlanayotganda u quyoshga eng yaqin bo'lgan paytlarida eng katta tezliklarga ega bo'ladi, degan xulosa kelib chiqadi.

Keplerning III qonuni - planetalar orbitalari aylanalardan iborat deb hisoblansa oson isbotlanadi. Orbitalar ellipslarining eksentsentrisitetlari juda kichik, masalan yer orbitasi uchun $u \approx 0,017$. Merkuriy uchun $\approx 0,205$.

Aytaylik bir planeta m_1 massaga, radiusi r_1 bo'lgan aylana orbitaga va orbita bo'ylab T_1 aylanish davriga; ikkinchi planeta bo'lsa m_2 , r_2 , T_2 ga ega bo'lsin. U holda birinchi planetaning aylana orbita bo'ylab harakati chiziqli tezligining kvadrati quyidagicha teng: $v_1^2 = \frac{\gamma M}{r_1}$ bunda M - quyosh massasi. Planetaning orbita bo'yicha harakat tezligi $v_1 = \frac{2\pi r_1}{T_1}$. Bu ifodani oldingi formulaga qo'ysak quyidagini olamiz:

$$\frac{4\pi^2 r_1^2}{T_1^2} = \frac{\gamma M}{r_1} \quad \text{yoki} \quad \frac{r_1^3}{T_1^2} = \frac{\gamma M}{4\pi^2} \quad (2.2.20)$$

Ikkinchi planeta uchun:

$$\frac{r_2^3}{T_2^2} = \frac{\gamma M}{4\pi^2} \quad (2.2.21)$$

(2.2.20) va (2.2.21) ni taqqoslab ushbuni hosil qilamiz.

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{r_1^3}{r_2^3} \quad (2.2.22)$$

Bu Kepler III qonuninig mazmunini tashkil qiladi.

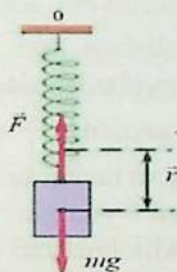
2.3. Kuch. Masa, zichlik, harakat miqdorlari haqida tushuncha.

Bir jinsli og'irlik kuchi. Butun olam tortishish qonuniga ko'ra, tabiatdagi barcha jismlar bir-birini tortishish xususiyatiga egadirlar. Bu qonunga binoan, Yer atrofidagi barcha jismlar Yerning tortish kuchi ta'sirida bo'ladi.

Yerning tortish kuchi ta'sirida hosil bo'ladigan kuch **og'irlik kuchi** deyiladi va bu kuchning miqdori jismlarning erkin tushish tezlanishiga bog'liqdir. Shuning uchun bu kuchni jismlarning erkin tushish tezlanishi ta'sirida paydo bo'luvchi **kuch** ham deyiladi. $F = mg$, bu yerda m - jism massasi, g - erkin tushish tezlanishi.

Elastiklik kuchi. Elastiklik kuchlari elastiklik deformatsiyada yuzaga keladi. Masalan, prujinaga osilgan jism tebranishida (2.3.1-rasm). Bunday holda elastiklik kuchi moddiy nuqtaning muvozanat holatidan ko'chishiga proporsional va muvozanat holati tomon yo'nalgan bo'ladi (2.3.1-rasm): $\vec{F} = -\alpha\vec{r}$. Bu yerda $\vec{r}$ - jismning muvozanat holatidan siljishini belgilovchi radius-vektordir.

α - jismning elastiklik xususiyatiga bog'liq bo'lgan proporsionallik koeffitsiyenti.

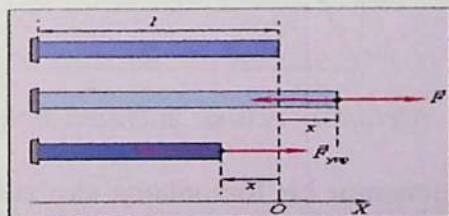


2.3.1- rasm. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi.

Har qanday qattiq jism tashqi kuchlar ta'sirida o'zining shaklini va hajmini o'zgartiradi. Bunday o'zgarish deformatsiya deb ataladi.

Tashqaridan qo'yilgan kuchlarning ta'siri to'xtashi bilan yo'qolib ketuvchi deformatsiyalar elastik deformatsiyalar deb ataladi. Kuchlarning ta'siri to'xtagandan so'ng jismda saqlanib qoluvchi deformatsiyalar plastik yoki qoldiq deformatsiyalari deb ataladi.

Deformatsiyaning (cho'zilish) jarayonida, sterjenda uni avvalgi holiga qaytarishga intiluvchi, son jihatidan F_{tashqi} kuchga teng lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan F_{el} elastiklik kuchi vujudga keladi.



2.3.2- rasm. Cho'zilish va siqilish deformatsiyasiga doir chizma.

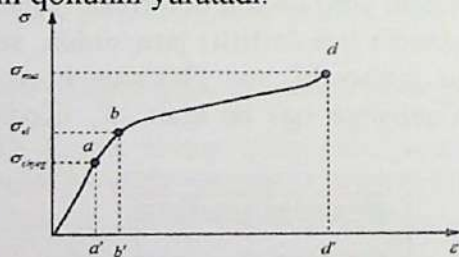
Deformatsiyalarning turlari juda ko'p bo'lib tushunish oson bo'lishi uchun eng sodda deformatsiyalardan biri bo'lgan bir

tomonlarni cho'zilish yoki bir tomonlarni siqilish deformatsiyasini qarab chiqaylik.

Uzunligi ℓ ga, ko'ndalang kesimining yuziesi S ga teng bo'lgan bir jinsli rezina sterjen stol sirtiga qo'yilgan va uning biruchi uchi devorga maxkamlangan bo'lsin (2.3.2-rasm). Agar X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha sterjen ko'ndalang kesimning yuziga tik ravishda tashqi F kuch ta'sir qilsa, sterjenning uzunligi x qiymatga ortadi, ya'ni cho'ziladi. Deformatsiylanish (cho'zilish) jarayonida, sterejenda uni avvalgi holiga qaytarishga intiluvchi, son jixatidan F tashqi kuchga teng lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan $\vec{F}_{el}$ elastiklik kuchi vujudga keladi. Deformatsiylanish darajasini aniqlash uchun sterjen uzunligining nisbiy o'zgarishi $\frac{\Delta l}{l} = \frac{x}{l} = \varepsilon$ orqali belgilanadi. Deformatsiyaga sabab bo'lgan tashqi ta'sir esa ta'sir etuvchi kuchning sterjen ko'ndalang kesimi yuziga nisbati $\sigma = F_{tash}/S$ orqali aniqlanadi. Tashqi va elastiklik kuchlari son qiymatlari bo'yicha o'zaro teng, yo'nalishlari esa qarama-qarshi ekanligini e'tiborga olib, bu kuchlarning X o'qiga proyeksiyalarini quyidagicha yozish mumkin:

$$F_{tashx} = -F_{elx}; \quad (2.3.1)$$

bunda σ ni mexanik kuchlanish deb atalib, u kuzatilayotgan sterjen ko'ndalang kesimining birlik yuziga to'g'ri keladigan elastiklik kuchini ifodalaydi. Robert Guk tajribalar asosida elastiklik deformatsiyalarda vujudga keluvchi kuchlanish nisbiy cho'zilishga proporsional ekanligini ifodalovchi qonunni yaratadi.



2.3.3-rasm. Metallarni kuchlanishni nisbiy uzayishga bog'liqlik grafi

Gukning bu qonunini bir tomonlarni cho'zilish yoki siqilishdan iborat deformatsiyalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (2.3.2)$$

(2.3.2) dagi E - o'zgarmas kattalik bo'lib, sterjenning qanday materialdan yasalganligiga va uning fizik holatiga bog'liq. E - ni elastiklik moduli yoki Yung moduli deyiladi. (2.3.2) ga ε - ning ifodasini keltirib qo'yib Yung modulini aniqlash mumkin:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma}{x/l} \quad (2.3.3)$$

$x=l$ eng bo'lganda nisbiy uzayish $x/l = 1$ bo'ladi va E son jihatdan σ ga teng bo'lib qoladi. Demak, (2.3.3) dan foydalanib, quyidagi xulosaga kelish mumkin: Yung moduli E son jihatdan sterjen uzunligini ikki marta orttirilganda vujudga keladigan kuchlanishga teng.

Guk qonuniga asosan kuchlanish nisbiy cho'zilishga chiziqli bog'langan ekan. Tajribalar Guk qonuni faqat elastik deformatsiyaning kichik qiymatlarida aniq bajarilishini ko'rsatadi. 2.3.3-rasmda ba'zi bir metallar uchun kuchlanishni nisbiy uzayishga bog'liqlik grafigi keltirilgan. Bog'lanishning 0 dan a gacha qismi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib, nisbiy uzayishining qiymatlari, rasmda nuqtadan dan kichik bo'lgan hollarda Guk qonunining to'la bajarilishini ko'rsatadi.

Ishqalanish kuchi. Mexanikaga oid masalalarni yechishda tortishish kuchlari va elastiklik kuchlari bilan bir qatorda, ishqalanish kuchlari bilan ham ish ko'rishga to'g'ri keladi. Ishqalanish kuchlari turmushda va texnikada keng tarqalgan. Bu kuchlarning tabiatini ko'raylik.

Ishqalanish kuchlari deb, bir jism ikkinchi jism sirtida harakatlanganda, harakatga to'sqinlik qiluvchi va urinish sirti bo'ylab harakatga qarama-qarshi yo'nalishda yuzaga kelgan kuchlarga aytiladi. Ishqalanish kuchi ishqalanuvchi sirtlarning g'adir-budirligi va shu sirtidagi molekulalarning o'zaro tortishish kuchlari tufayli yuzaga keladi. Ishqalanish kuchlari harakat turiga qarab uchga bo'linadi: sirpanish, dumalash va tinchlikdagi ishqalanish kuchlariga bo'linadi.

Ishqalanish kuchi jismning boshqa jism sirtida sirpanishiga qarshilik ko'rsatadigan kuch bo'lib, jismning sirtiga normal bo'yicha bergan bosim kuchiga proporsional bo'ladi. Ishqalanish kuchi quyidagi ifodadan aniqlanadi.

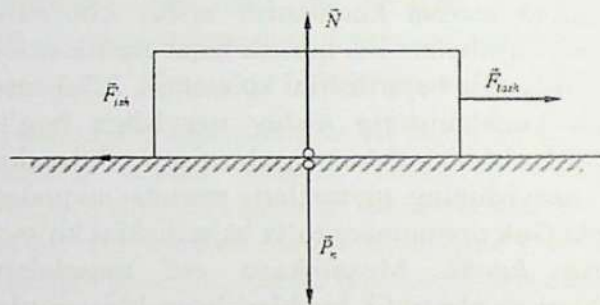
$$\vec{F} = k\vec{R}_n \quad (2.3.4)$$

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

Ishqalanishlarni ikki turga bo'lish mumkin: tashqi ishqalanishlar va ichki ishqalanishlar. Sirtlari o'zaro tegib turuvchi qattiq jismlarni

bir-birlariga nisbatan bo'lgan harakatidagi yuzaga keladigan ishqalanish tashqi ishqalanish deb ataladi.

Tashqi ishqalanishga misol qilib, biror qattiq jism sirtida ikkinchi qattiq jismning sirpanishda hosil bo'ladigan ishqalanishni keltirish mumkin. Berilgan jismning turli xil qismlarini bir-biriga nisbatan ko'chishlari tufayli vujudga keluvchi ishqalanish ichki ishqalanish deb ataladi. Ichki ishqalanishga misol qilib, quvur bo'ylab oqayotgan suyuqlik yoki gazning quvur sirtidan turli masofada bo'lgan qatlamlarining turli tezliklarda harakatlanishini keltirish mumkin.



2.3.4 – rasm. Jismga ta'sir etuvchi kuchlarning proyeksiyasi.

Tashqi va ichki ishqalanishlarni yana quruq va suyuq (qovushqoq) ishqalanishlarga ajratish mumkin. Qattiq jismlarning quruq sirtlari orasida hosil bo'ladigan ishqalanish quruq ishqalanish deb ataladi. Suyuqlik yoki gazning turli qatlamlari orasida hosil bo'ladigan ishqalanish suyuq ishqalanish deb ataladi.

Quruq ishqalanish. Gorizontaldagi yassi tekislikda yog'och taxtacha tinch turgan bo'lsin (2.3.4-rasm). Taxtacha og'irlik kuchining yassi tekislik sirtiga o'tkazilgan normalga nisbatan olingan proyeksiyasi P_n son jihatidan yassi tekislikning shu jismga kursatayotgan N reaksiya kuchiga teng, yo'nalishi qarama-qarshidir. Taxtachani yassi tekislik bo'ylab harakatga keltirish uchun unga gorizontaldan yo'nalgan F_m tashqi kuch bilan ta'sir qilish kerak. Lekin F_m ning qiymati berilgan hol uchun qandaydir aniq $\overrightarrow{F_{m0}}$ dan katta bo'lmaguncha taxtacha o'z joyida qo'zg'almay turaveradi. Demak, tashqi kuchning qiymati 0 dan $\overrightarrow{F_{m0}}$ gacha ortib borishida yassi-tekislik taxtachaga son jihatdan tashqi kuchga teng, lekin qarama-qarshi yo'nalgan qarshilik kuchi bilan ta'sir etadi.

Ishqalanish kuchi jism sirtlarini bir-biriga qisib turgan normal bosim kuchiga to'g'ri proporsional. Agar m massali jism tekis sirtida turgan bo'lsa, unda jism bilan sirt orasidagi ishqalanish kuchi quyidagiga teng: $F = \mu mg$, $F = \mu N$, bu erda μ - ishqalanish koeffitsienti.

Ishqalanish koeffitsienti deb, ishqalanish kuchi normal bosim kuchining qancha qismini tashkil etishini ko'rsatuvchi nomsiz kattalikka aytiladi. Ishqalanish koeffitsienti jismning materialiga va yuzalarning silliqiligiga bog'liq. Bir xil sharoitda dumalash ishqalanish kuchi sirpanish ishqalanish kuchidan har doim kichikdir.

Dumalanish ishqalanish kuchi jismga ta'sir etuvchi reaksiya kuchi N ga to'g'ri, dumalayotgan jism radiusi R ga teskari proporsional bo'ladi: $F = \mu N/R$ bu erda μ - dumalanish ishqalanish koeffitsienti.

Muhitning qarshilik kuchi. Jism gaz va suyuqliklarda harakatlanganda ularga ishqalanish kuchi ta'sir etadi. Bu kuch muhitning qarshilik kuchi deb ham ataladi. Gaz va suyuqliklarda harakatlanuvchi har qanday jism qarshilikka uchraydi va bu uning harakatini susaytirishga olib keladi. Bu kuch harakatlanuvchi jismni harakat tezligiga bog'liq bo'ladi: $\vec{F} = -k_1 \vec{v}$, bu yerda k_1 - muhitni xarakterlovchi koeffitsient. Bu kuch suyuqlik yoki gazning harakat tezligiga proporsional kuch bo'lib, kichik tezliklar uchun o'rinli bo'ladi.

Katta tezliklarda esa (10) formula biroz boshqacha ko'rinishga ega bo'lib, kuch tezlikning kvadratiga proporsional bo'ladi. $\vec{F} = -k_2 \vec{v}^2$.

Muhitning qarshilik kuchi unda harakatlanayotgan jism yuzasi va muhitning zichligiga ham bog'liq bo'ladi. Ya'ni $F_{kar} = k\rho v^2 S$ bo'ladi, bu yerda v - jism tezligi, S - jism yuzasi, ρ - muhitning zichligi. Muhitda ishqalanish kuchini kamaytirish uchun jism shakli suyrilish shaklida bo'lishi lozim.

2.4. Nyuton qonunlari va ularning tadbiqi.

Mexanikaning jismlar mexanik harakatini keltirib chiqaradigan kuchlarga bog'lab o'rganadigan bo'limi dinamika deyiladi. Dinamikada harakat turlari kuchlar bilan bog'langan holda o'rganiladi. Istalgan jismning har qanday holati (tinch yoki tekis harakati) shu jismga boshqa jismlarning ta'siri natijasidir.

Jismlarning o'zaro ta'siri natijasida, ya'ni vaqt birligida bir jismning ta'siri ostida ikkinchi jism harakat miqdorining o'zgarishi kuch degan kattalik orqali ifodalanadi. Boshqacha qilib aytganda, jismlarning o'zaro ta'sirini ham miqdor jihatdan ham yo'nalish jihatdan ifodalaydigan fizik kattalik kuch deb ataladi.

Vaqtning har bir belgilangan momentida, kuch o'zining qiymati, fazodagi yo'nalishi va qaysi nuqtaga qo'yilgani bilan xarakterlanadi. Shunday qilib, kuch vektor kattalik bo'lib, boshqa jism yoki maydonlarning, jismga mexanikaviy ta'sirining o'lchovi bo'laoladi.

Kuch dinamometr bilan o'lchanadi. Kuchning o'lchov birligi qilib XBT da

1 Nyuton qabul qilingan.

Dinamika 2 ga bo'linadi: 1. Nuqta dinamikasi. 2. Qattiq jism (mexanik tizim) dinamikasi.

Mexanik tizim nuqtalardan tuzilganligi uchun oldin nuqta uchun dinamika masalalari yechiladi, keyin bu nuqta uchun yechilgan masala mexanik tizim uchun umumlashtiriladi.

Tajribalardan ma'lumki, bir xil ta'sir ostida turli jismlar o'zining harakat tezligini bir xil o'zgartirmaydi, boshqacha qilib aytganda, bir xil kuch ta'sirida turli jismlar har xil tezlanishga ega bo'ladilar. Tezlanish faqat ta'sir kuchiga bog'liq bo'lmay, jismning o'zini xususiyatiga, ya'ni massasiga ham bog'liq bo'ladi.

Jismning *massasi* – materiyaning asosiy xususiyatlaridan biri bo'lib, uning inersial va gravitatsiyaviy xususiyatlarini belgilaydi. Kuch bilan nuqtaning kinematik holati massa orqali ifodalanadi. Jismning massasi uning inertlik o'lchovidir. Massa shayinli tarozida o'lchanadi. Masaning o'lchov birligi qilib XBT da *1kg* qabul qilingan.

Dinamikada kuch, massa va tezlanishlar o'zaro bog'lanishlar differensial tenglamalar shaklida ifodalanadi. Keyin shu tenglamalardan foydalanib, nuqta va tizimning harakat qonunlari aniqlanadi. Nuqtaning harakati vaqtidagi dinamika masalasini quyidagi ikki turdagi masala keltiriladi.

Birinchi masala. Berilgan m massadagi nuqta $r = r(t)$ qonun bo'yicha harakat qiladi. Shu nuqtaga ta'sir etuvchi kuch topilsin. Bu masalani yechish uchun nuqta massasi berilganda harakat tenglamasidan ikki marta hosila olib, natijani dinamikaning asosiy tenglamasiga qo'yib kuch topiladi.

Ikkinchi masala. Massasi m bo'lgan nuqta F kuch ta'sirida harakat qilishi, va shuningdek, boshlang'ich hamda chegaraviy shartlan ma'lum bo'lsa, uning harakat qonunini topish talab etiladi. Dinamikaning ikkinchi masalasini yechish uchun harakatning differensial tenglamasini ikki marta integrallab, nuqtaning harakat qonuni topiladi.

Dinamika qonunlari Nyuton tomonidan aksiomalar tariqasida qabul qilingan va tizimga kiritilgan.

1. Nyutonning 1-qonuni (inersiya qonuni). Moddiy nuqta (jism) o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat holatini, to bu nuqta (jism) ga boshqa boshqa jismlar ta'sir etib nuqta (jism) ni bu holatidan chiqarguncha saqlaydi.

Nuqta tinch holatda bo'lsa, tezligi $\vec{v}=0$, to'g'ri chiziqli tekis harakat holatida bo'lsa, $\vec{v} = \text{const}$ bo'ladi. Agar nuqta uchun $\vec{v} = \text{const}$ bo'lsa, nuqta doim holatini saqlashga intiladi. Nuqtaning tezligi $\vec{v} = \text{const}$ (tinch yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat holatini) saqlash xossasi inersiya deyiladi. Agar boshqa jismlar nuqtaga ta'sir etmasa, bu nuqta o'zining inersiyasini saqlaydi. Shuning uchun, Nyutonning birinchi qonuni, inersiya qonuni deb ham ataladi.

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

Tajribalardan ma'lumki, bir xil ta'sir ostida turli jismlar o'zining harakat tezligini bir xil o'zgartirmaydi, boshqacha qilib aytganda, har xil tezlanish qiymatlariga ega bo'ladilar. Tezlanish faqat ta'sir kuchiga bog'liq bo'lmay, jismning o'zini xususiyatiga, ya'ni massasiga ham bog'liqdir.

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

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

jismga har xil kuchlar ta'sir etganda, nuqtaning olgan tezlanishi qo'yilgan kuchlarning teng ta'sir etuvchi qiymatiga proporsionaldir.

$$a \sim F, (m = \text{const}) \quad (2.4.1)$$

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

$$a \sim \frac{1}{m}, (F = \text{const}), \quad (2.4.2).$$

(2.4.1) va (2.4.2) – ifodalardan foydalangan holda, kuch va tezlanish vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = K \frac{\vec{F}}{m}, \quad (2.4.3)$$

(2.4.3) – formula Nyuton ikkinchi qonunining matematik ifodasidir. Moddiy nuqtaning olgan tezlanishi, ta'sir etuvchi kuch yo'nalishiga mos kelib, shu kuch moddiy nuqta massasining nisbatiga tengdir.

Nyutonning ikkinchi qonuni faqat inersial sanoq tizimlari uchun o'rinalidir. «XB» tizimida proporsionallik koeffitsiyenti K birga teng. U holda: $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$ yoki

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.4.4)$$

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} \quad (2.4.5)$$

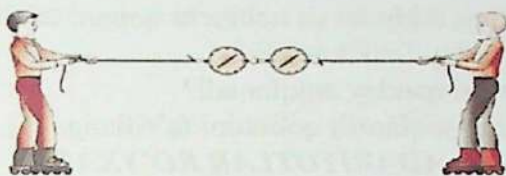
(2.4.5) ifodadagi $\vec{P} = m\vec{v}$ - kattalik ham tezlik yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan bo'lib, harakat miqdori yoki **impuls** deb ataladi.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (2.4.6)$$

Moddiy nuqta harakat miqdorining vaqt bo'yicha olingan birinchi hosilasi jismga ta'sir etuvchi kuchga teng ekanligini ko'rish mumkin.

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

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 \quad (2.4.7)$$

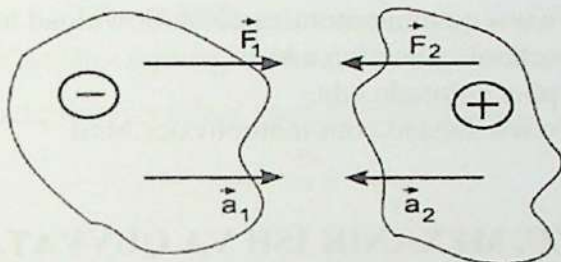


2.4.1-rasm.

Nyutonning

uchinchi qonuniga doir chizma

Musbat va manfiy zaryadlar bilan zaryadlangan m_1 va m_2 massali jismlar bir-biriga tortishishgandagi o'zaro ta'sirni ko'rib chiqaylik (2.4.1 - rasm).



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

$\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlar ta'sirida jismlar $\vec{a}_1$ va $\vec{a}_2$ tezlanishlarga ega bo'ladilar. Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_1 = \vec{a}_1 m_1, \quad \vec{F}_2 = \vec{a}_2 m_2 \quad (2.4.8)$$

$$\vec{a}_1 m_1 = -\vec{a}_2 m_2 \quad \text{yoki} \quad \vec{a}_1 = -a_2 \frac{m_2}{m_1} \quad (2.4.9)$$

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

Nazorat savollari

1. Qanday shartga ko'ra jismni moddiy nuqta deb atash mumkin?
2. Sanoq sistemasi deb nimaga aytiladi?
3. Trayektoriya, ko'chish va yo'l deb nimaga aytiladi?
4. Burchak tezligi deb nimaga aytiladi?
5. Burchak tezlanishi qanday aniqlanadi?
6. Chiziqli tezlik va burchak tezligi orasida qanday bog'lanish bor?
7. Inertsial sanoq sistemasini tushintiring.
8. Nyutonning birinchi qonuni ta'riflang.
9. Impuls deb nimaga aytiladi?
10. Kuch qanday fizik kattalik?

11. Nyutonning ikkinchi va uchinchi qonuni ta'riflang.
12. Massa qanday fizik kattalik?
13. Kuch birligi qanday aniqlanadi?
14. Impulsning saqlanish qonunini ta'riflang.

ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Douglas C. Giancoli. Physics principles with applications. 2014
2. S.P. Strelkov. Mexanika. Toshkent.: O'qituvchi. 1977.
3. I.V. Savelev . Umumiy fizika kursi. 1 tom. Moskva. : Astrel. 2004.
4. <http://www.quantumatomica.co.uk/download.html>
5. <http://school-collection.edu.ru>
6. <http://phet.colorado.edu/>
7. <http://www.falstad.com/mathphysics.html>

3-MAVZU. MEXANIK ISH VA QUUVVAT. MAXSUS NISBIYLIK NAZARIYASI ELEMENTLARI.

1. Mexanik energiya. Energiyaning saqlanish qonuni.
2. Mexanik ish. Mexanik quvvat. Mexanizmlarning foydali ish koeffitsiyenti.
3. Mexanikada klassik va relyativistik nisbiylik printsiplari. Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonuni. Massa va energiyaning o'zaro bog'liqligi qonuni.
4. Mavzuga doir masalalar yyechish.

1. Mexanik energiya. Energiyaning saqlanish qonuni.

Energiya. Energiyaning saqlanish qonuni. Fizikaviy jihatdan energiya jismlarning ish bajarishi mumkin bo'lgan qobiliyatini miqdoriy jihatdan xarakterlovchi kattalik sifatida qaraladi. Shuning uchun ham energiya ish birligi - Joullarda o'lchanadi. Mexanikada energiyani ikki xilga ajratib qaraladi. 1. Kinetik energiya. 2. Potensial energiya.

1. Kinetik energiya. Ma'lum tezlikka ega bo'lgan jismni bajarishi mumkin bo'lgan ishga teng kattalikka kinetik energiya deyiladi.

$$dA = F dS = -m \frac{d\vartheta}{dt} dS = m \frac{ds}{dt} d\vartheta = -m\vartheta d\vartheta \quad (3.1.1)$$

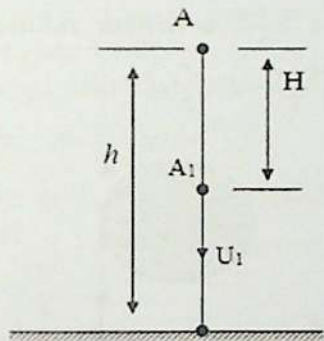
$$A = \int_{\vartheta}^0 dA = - \int_{\vartheta}^0 m\vartheta d\vartheta = -\frac{m\vartheta^2}{2} \Big|_{\vartheta}^0 = \frac{m\vartheta^2}{2} \text{ yoki } E_{kin} = \frac{m\vartheta^2}{2} \quad (3.1.2)$$

Agar jismlar kuchlarning potentsial maydonida turgan bo'lsa potentsial energiyaga ega bo'ladilar. Jismlarning yoki jismlar tizimining o'zaro holatiga (vaziyatiga) bog'liq bo'lgan energiyasi potentsial energiya deyiladi.

$$E = mgh. \quad (3.1.3)$$

Prujina cho'zilishi vaqtidagi potentsial energiya $E_{pot} = \frac{kx}{2}$.

Faraz qilamiz qattiq jism quyidagi vaziyatlarda bo'lsin:



3.1.1-rasm. Jismning mexanik va potentsial energiyasi o'zgarishi.

I. A nuqtada $E = E_p = mgh$

II. A1 nuqtada tezligi U_1

$$E = E_p + E_k = \frac{mu_1^2}{2} + mg(H-h) = \frac{mu_1^2}{2} + mgH - mgh = \frac{m2gh}{2} + mgH - mgh = mgH \quad (3.1.4)$$

demak, $E = mgH$, $E = E_1$, bundan

$$E = E_k + E_p = const. \quad (3.1.5)$$

ya'ni oralarida konservativ kuchlar ta'sir etayotganda jismlar yopiq tizimining to'liq energiyasi o'zgarmaydi degan xulosa chiqadi.

$$A = E_1 - E_2 \text{ agar } E_1 > E_2, A > 0; \quad E_1 < E_2, A < 0; \quad E_1 = E_2, A =$$

0

Mexanikada qattiq jismlar deb o'zgarmas moddiy nuqtalar sistemasiga yoki moddiy nuqtalar orasidagi masofalar har qanday

harakatlar natijasida ham o'zgarasdan qoladigan ideallashtirilgan sistemalarga aytiladi.

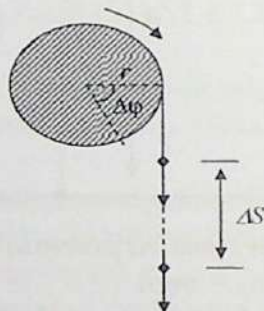
Absolyut qattiq jismlar deb har qanday ta'sirda ham deformatsiyaga uchramaydigan jismlar tushinamiz.

Aylana harakatlar uchun dinamikaning asosiy tenglamasi. Faraz qilaylik birorta disk qo'zgalmas O o'q atrofida F kuch ta'sirida aylanayotgan bo'lsin. Qandaydir Δt vaqt mobaynida kuch qo'yilgan nuqta ΔS masofa siljiydi. $\Delta S = r\Delta\varphi$ Boshlang'ich momenda kinetik energiya $E_{k1} = \frac{J\omega_0^2}{2}$ Δt vaqtdan keyin $E_{k2} = \frac{J\omega_1^2}{2}$ ishqalanish bo'lmaganda bajarilgan ish:

$$\Delta A = \Delta E_k = E_{k2} - E_{k1} = \frac{J\omega_1^2}{2} - \frac{J\omega_0^2}{2} = \frac{J}{2}(\omega_1^2 - \omega_0^2) \quad (3.1.6)$$

Buralish burchagi $\Delta\varphi = \frac{\omega_0 + \omega_1}{2} \Delta t$ demak, ikkinchi tomondan:

$$Fr \frac{\omega_0 + \omega_1}{2} \Delta t = \frac{J}{2}(\omega_1^2 - \omega_0^2) \quad (3.1.7)$$



3.1.2-rasm. Qo'zga'lmas o'q atrofida aylanma harakat.

Buni har ikkala tomonini $\frac{\omega_0 + \omega_1}{2}$ ga bo'lsak:

$$Fr\Delta t = J(\omega_1 - \omega_0) \quad \text{yoki} \quad M\Delta t = J(\omega_1 - \omega_0) \quad (3.1.8)$$

$$M = J \frac{\omega_1 - \omega_0}{\Delta t} = JE \quad (3.1.9)$$

$$M = J \cdot E$$

Bu aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasidir. Shunday qilib, qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentini burchak tezlanishga ko'paytmasi, tashqi kuchning shu o'qqa nisbatan natijaviy kuch momentiga teng bo'ladi.

Kinetik va potensial energiya: Kinetik energiya jism mexanik harakatining o'lchovidir va bu harakatni vujudga keltirish uhun bajarilgan ish bilan baholanadi.

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

$$dA = dW_k \quad (3.1.10)$$

Nyuton II qonunining skalyar formasidan foydalansak $F = m \frac{dv}{dt}$ bajarilgan ishni quyidagicha ifodalashimiz mumkin.

$$dA = F \cdot dS = m \frac{dv}{dt} \cdot dS, \quad v = \frac{dS}{dt} \quad (3.1.11)$$

bo'lgani uchun;

$$dA = m v \cdot dv = dW_k \quad (3.1.12)$$

To'la kinetik energiya ifodasi esa

$$W_k = \int_0^v m v \cdot dv = m \cdot \int_0^v v \cdot dv = \frac{mv^2}{2} \quad (3.1.13)$$

ga teng bo'ladi. Shunday qilib v - tezlik bilan harakatlanayotgan, jismning kinetik energiyasi

$$W_k = \frac{mv^2}{2} \quad (3.1.14)$$

ga teng ekan. Kinetik energiya m - massaga bog'liq bo'lishi bilan harakat tezligi funksiyasi hamdir.

Potensial energiya - umumiy mexanik energiyaning bir qismi bo'lib, jismlarning bir-biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liqdir. Agarda jismlarning o'zaro ta'siri kuch maydonlari orqali bajarilsa (masalan, gravitatsiya kuchi maydoni, elektr ta'sir kuchi maydoni) bu holda jismni ko'chishida bajarilgan ish, bir nuqta bilan ikkinchi nuqta orasidagi trayektoriyaga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liqdir. Bunday ish bajaradigan maydonlar **potensial maydonlar** deb ataladi va ularda ta'sir qiluvchi kuchlar **konservativ kuchlar** deb ataladi.

Kuchning potensial maydonida turgan jism W_n - potensial energiyaga ega bo'ladi. Jismga qo'yilgan konservativ kuchlar bajargan ish, shu jism potensial energiyasini o'zgarishiga tengdir.

$$dA = -dW_n \quad (3.1.15)$$

bajarilgan ish $dA = Fdr$ bo'lgani uchun $Fdr = -dW_n$ bo'ladi. Agarda $W_n(r)$ – funksiya aniq bo'lsa, kuchning moduli va yo'nalishini aniqlash mumkin. $W_n(r)$ funksiyaning aniq ko'rinishi kuch maydonining xarakteri bilan aniqlanadi. Masalan, Yer sirtidan h balandlikka ko'tarilgan jismning potentsial energiyasiga tengdir.

$$W_n = \int dW_n = \int_0^h Pdh = mgh \quad (3.1.16)$$

Bu yerda potentsial energiya h balandlikdan tushayotgan m massali jismning bajargan ishiga tengdir. Tizimning to'liq energiyasi, doimo mexanik harakat va o'zaro ta'sir energiyalarning yig'indisidan iboratdir.

$$W = W_k + W_n \quad (3.1.17)$$

Energiyaning saqlanish qonuni. Bu qonunni miqdor jihatdan nemis olimi Yu.Mayerva, nemis tabiatshunosi G.Gelmgolslar ifodalab berishgan. Massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$, va $v_1, v_2, \dots, v_n$ tezlik bilan harakatlanayotgan moddiy nuqtalardan iborat bo'lgan yopiq tizimni olaylik. Har bir moddiy nuqtaga $f_1, f_2, \dots, f_n$ teng ta'sir etuvchi ichki konservativ kuchlar va $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ teng ta'sir etuvchi tashqi kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsin. Moddiy nuqtalar massalari o'zgarmaganligi sababli, ularga Nyutonning II qonunini tadbiiq etish mumkin:

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} &= \vec{f}_1 + \vec{F}_1 \\ m_2 \frac{d\vec{v}_2}{dt} &= \vec{f}_2 + \vec{F}_2 \\ &\dots\dots\dots \\ m_n \frac{d\vec{v}_n}{dt} &= \vec{f}_n + \vec{F}_n \end{aligned} \quad (3.1.18)$$

Barcha nuqtalar qandaydir dt vaqt oralig'ida $dx_1, dx_2, \dots, dx_n$ masofalarga ko'chgan bo'lsin. Shu ko'chishlarni tezlik orqali, skalyar ko'rinishda ifodalasak, quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} m_1(v_1 dv_1) - (f_1 + F_1)dx_1 &= 0 \\ m_2(v_2 dv_2) - (f_2 + F_2)dx_2 &= 0 \\ &\dots\dots\dots \\ m_n(v_n dv_n) - (f_n + F_n)dx_n &= 0 \end{aligned} \quad (3.1.19)$$

Yopiq tizim uchun, uning moddiy nuqtalariga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar yig'indisi nolga tengdir $F_1 + F_2 + \dots + F_n = 0$.

Shu sababli yuqoridagi tenglamalarni jamlasak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$\sum_{i=1}^n m_i v_i dv_i - \sum_{i=1}^n f_i \cdot dx_i = 0. \text{ Buyurda } \sum_{i=1}^n m_i v_i dv_i = \sum_{i=1}^n d\left(m_i \frac{v_i^2}{2}\right) = dW_k \quad (3.1.20)$$

dW_k – tizim kinetik energiyasining cheksiz kichkina o'zgarishidir.

$\sum_{i=1}^n f_i \cdot dx_i$ ifoda esa yopiq tizim ichida moddiy nuqtalarning ichki

konservativ kuchlarga qarshi bajargan ishidir va u tizim potensial energiyasini o'zgarishiga tengdir. Ya'ni $dA = -dW_n$. Butun yopiq tizim uchun $dW_k + dW_n = 0$ ga teng. Demak yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi

$$W_k + W_n = W = const \quad (3.1.21)$$

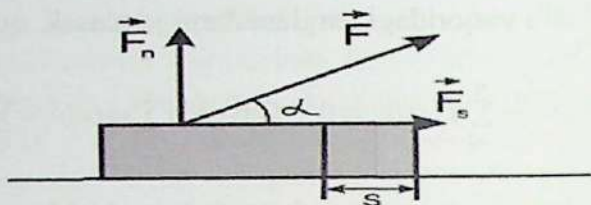
ga ega bo'lamiz. (3.1.21) – ifoda mexanik energiyaning saqlanish qonunidir.

2. Mexanik ish. Mexanik quvvat. Mexanizmlarning foydali ish koeffitsiyenti.

Ish va quvvat. Energiya – barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdoriy o'lchovidir. Boshqacha qilib aytganda, energiya – bu jismlarning ish bajarish qobiliyatidir. Modda harakatining shakliga qarab, energiyaning har xil turlariga ega bo'lishini bo'lamiz: mexanik energiya, issiqlik energiyasi, elektromagnit energiya, quyosh energiyasi va h.k.

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

Agar jism to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsa va unga ko'chish yo'nalishi bilan α burchak hosil qilgan doimiy $\vec{F}$ kuch ta'sir etsa, shu kuchning bajargan *ishi* kuchning harakat yo'nalishiga proeksiyasini kuch qo'yilgan nuqtaning siljishiga ko'paytmasiga tengdir (3.2.1-rasm).

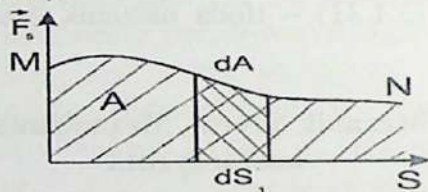


3.2.1 - rasm. Tekislikda to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan jism.

$$A = F_s \cdot S = F \cdot S \cdot \cos \alpha \quad (3.2.1)$$

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

O'zgaruvchan kuch bajargan ishini aniqlash uchun, bosib o'tilgan yo'lni shunday kichik bo'lakchalarga bo'lamizki, ularning har birini to'g'ri chiziqdan iborat va ulardagi ta'sir kuchni o'zgarmas deb hisoblaymiz (3.2.2-rasm).



3.2.2-rasm. O'zgaruvchan kuch bajargan ishini aniqlash.

u holda elementar ish

$$dA_i = F_{Si} dS_i = F_i dS_i \cos \alpha_i \quad (3.2.2)$$

O'zgaruvchan kuchning MN ko'chishida bajargan ishi quyidagiga teng bo'ladi.

$$A = \int_M^N F_S dS_i = \int_M^N F_i dS_i \cos \alpha_i \quad (3.2.3)$$

Bu integralni hisoblash uchun F kuchning S trayektoriya bilan bog'liqligini bilish zarur. Chunki kuch S yo'lining funksiyasidir $F=f(s)$. Bu kuchning bajargan ishi S trayektoriya ostidagi maydon yuziga tengdir. Agar jism to'g'ri chiziqli harakat qilsa, ta'sir etuvchi kuch va α - burchak o'zgarmas bo'ladi. Shu sababli $A = F \cos \alpha \int_M^N dS = F S \cos \alpha$ ga ega bo'lamiz. Bu erda S - jismning bosib o'tgan yo'li.

(3.2.2) - ifodadan: $\alpha < \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan ishi musbat

bo'ladi, $\alpha > \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan ishi manfiy, $\alpha = \frac{\pi}{2}$

bo'lganda, kuchning bajarigan mexanik ishi nolga teng bo'ladi. Ish birligi – 1 jouldan iborat: $1 J = 1 N \cdot m$.

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

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (3.2.3)$$

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

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{F_s \cdot \Delta S}{\Delta t} = F_s \cdot v \quad (3.2.4)$$

va kuchning harakat yo'nalishiga proyeksiyasi F_s ni jismning tezligiga ko'paytmasiga teng bo'ladi.

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

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \quad (3.2.5)$$

Agarda oniy quvvat o'zgaruvchan bo'lib Δt vaqt noldan sezilarli farq qilsa, u holda o'rtacha quvvat tushunchasi o'rinli bo'ladi: $N = \frac{\Delta A}{\Delta t}$
Quvvat birligi – Vt bilan o'lchanadi. $1 Vt = 1 J/sec$.

3. Mexanikada klassik va relyativistik nisbiylik printsiplari.

Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonuni. Massa va energiyaning o'zaro bog'liqligi qonuni.

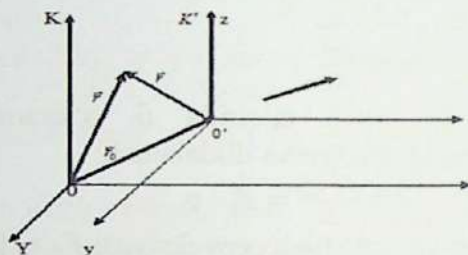
Galileyning nisbiylik prinsipi. Bir inertsial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tishga imkon beradigan Galiley almashtirishlarini qarab chiqamiz.

Odatda tinch turgan K sanoq sistemasiga absolyut, to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan K sanoq sistemasiga esa nisbiy sanoq sistemasi deyiladi.

Faraz qilaylik, koordinatalari x, y, z bo'lgan K absolyut inertsial sanoq sistemasiga nisbatan tezlik bilan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan, koordinatalari x', y', z' bo'lgan K' nisbiy inertsial sanoq sistemasi berilgan bo'lsin (3.3.1–rasm). Boshlangich moment ($t=0$) va ikkala sistemaning O va O' koordinata boshlari ustma-ust

tushib, vaqtdan keyin bu sistemalar 3.3.1–rasmida tasvirlangan holatda bo'lsin.

Bu momentdagi M moddiy nuqtaning K va K' sistemalarga nisbat holatini aniqlovchi $\vec{r}$ ga absolyut va $\vec{r}'$ ga esa *nisbiy radius vektorlar deyiladi*.



3.3.1–rasm. Bir inertsial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tish.

K' nisbiy sistemaning t vaqtda ko'chish masofasi $\vec{OO'}$ ga teng bo'lgan masofaga ko'chish *radius–vektor deyilib*, u quyidagiga teng

$$\vec{r}_0 = \vec{u}t$$

Agar M moddiy nuqtaning K va K' inertsial sanoq sistemalaridagi koordinalari x, y, z va x', y', z' bo'lib, K' sistema tezligi $\vec{u}$ ning koordinat o'qlariga bo'lgan proeksiyalari u_x, u_y, u_z bo'lsin. U vaqtda bir inertsial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tishga imkon beradigan Galiley almashtirishlari quyidagicha bo'ladi:

Galiley almashtirishlari

K' sistemadan K ga o'tish

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{u}t$$

$$x = x' + u_x t$$

$$y = y' + u_y t$$

$$z = z' + u_z t$$

$$t = t'$$

$$m = m'$$

K sistemadan K' ga o'tish

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{u}t$$

$$x' = x - u_x t$$

$$y' = y - u_y t$$

$$z' = z - u_z t$$

$$t' = t$$

$$m' = m$$

Shuni qayd qilish kerakki, barcha inertsial sanoq sistemalarida vaqt t ning o'tishi bir hil ($t = t'$), ya'ni invariant bo'lib, jismning massasi m esa o'zgarmas ($m = m'$) qoladi.

Harakatlanayotgan M moddiy nuqtaning K va K' inertsial sanoq sistemalaridagi tezlanishlarining o'zaro boglanishini topish uchun jadvaldagi radius–vektorlardan vaqt bo'yicha birinchi tartibdi hosila olamiz:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{u}, \quad \frac{d\vec{r}'}{dt} = \frac{d\vec{r}}{dt} - \vec{u}, \quad (3.3.1)$$

bunda $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{g}$ bo'lib, jismning K sistemadagi tezligi va $\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{g}'$ esa jismning K' sistemadagi tezligi bo'lgani uchun (3.3.1) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\vec{g} = \vec{g}' - \vec{u}, \quad \vec{g}' = \vec{g} + \vec{u} \quad (3.3.2)$$

Bu ifoda klassik mexanikada tezliklarning qo'shish qonunining matematik ifodasi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi:

Moddiy nuqtaning K absolyut inertsial sanoq sistemasidagi $\vec{g}$ tezligi K' nisbiy inertsial sanoq sistemadagi $\vec{g}'$ tezligi bilan K' sistema $\vec{g}$ tezligining geometrik yigindisiga teng.

(3.3.2) dan yana vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olamiz, moddiy nuqtaning K va K' inertsial sanoq sistemalaridagi tezlanishlarining boglanishlari kelib chiqadi:

$$\frac{d\vec{g}}{dt} = \frac{d\vec{g}'}{dt} + 0 \quad \text{yoki} \quad \frac{d\vec{g}'}{dt} = 0$$

bo'lib, $\frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{a}$ va $\frac{d\vec{g}'}{dt} = \vec{a}'$ bo'lgani uchun

$$\vec{a} = \vec{a}' \quad \text{yoki} \quad \vec{a}' = \vec{a} \quad (3.3.3)$$

(3.3.3) dan ko'rinadiki, moddiy nuqtaning K va K' inertsial sanoq sistemalaridagi tezlanishlari bor hildir. Boshqacha qilib aytganda

Jismlarning tezlanishlari Galiley almashtirishlariga invariantdir.

Jismga ta'sir qilayotgan kuchning K va K' sanoq sistemalaridagi $\vec{F} = m\vec{a}$ va $\vec{F}' = m\vec{a}'$ ifodalaridagi $\vec{a}$ va $\vec{a}'$ tezlanishlari (3.3.3) ga asosan o'zaro teng bo'lganligi uchun:

$$\vec{F} = \vec{F}' \quad (3.3.4)$$

Shunday qilib, quyidagi umumiy hulosasi kelib chiqadi.

Uzunlik, vaqtning o'tishi, jismning massasi, tezlanish va unga ta'sir qiluvchi kuchlar Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

(3.3.3) va (3.3.4) ga asosan tezlanish va kuchlarning K va K' inertsial sanoq sistemalarida bir hil namoyon bo'lishidan, Galiley o'zining nisbiylik prinsipini quyidagicha ta'rifladi:

Barcha inersial sanoq sistemalarida mexanik tajribalar bir xil sodir bo'ladi. Bu prinsipni yana boshqacha ta'riflash mumkin.

Mexanik tajribalar yordamida inersial sanoq sistemaning tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo'lmaydi. Galileyning bu nisbiylik prinsipini ba'zan nisbiylikning mexanik prinsipi deb ham yuritiladi. Mazkur prinsiplarga asosan, yana quyidagi xulosa kelib chiqadi:

Absolyut inersial sanoq sistemasiga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi barcha sanoq sistemalar ham inersial sanoq sistemalari bo'la oladi. Barcha inersial sanoq sistemalarida klassik mexanikaning qonuniyatlari bir xil bajariladi. Binobarin, inersial sanoq sistemalari o'zaro teng kuchli bo'lib, ulardan birortasini boshqasiga nisbatan imtiyozlisini ajratish mumkin emas.

Eynshteynning mahsus va umumiy nisbiylik nazariyasi. Lorens almashtirishlari. XIX asrning fiziklari ihtiyoriy fizik hodisani Nyuton qonuniga bo'ysunuvchi mexanik protsessga keltirib tekshirish mumkin deb hisoblar edilar. Biroq fanning rivojlanishi klassik mexanik qonun va tasavvurlari bilan mos kelmaydigan bir qancha hodisalarni kashf qilinishiga olib keldi.

Klassik mexanikaga asosan, olam fazosida Yerni absolyut qo'zgalmas hisoblanardi. Binobarin, klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qonuniga binoan yorug'likning tarqalish tezligi $c=3 \cdot 10^8$ m/s sistemasida yorug'likning tarqalish tezligi c hamma yo'nalishda bir hil va o'zgarmas ekanligi ma'lum bo'ldi. Klassik mexanika va tajriba orasidagi chetlanishning kelib chiqish sabablarini aniqlash maqsadida Eynshteyn klassik mexanikadagi fazo sabablarini aniqlash maqsadida Eynshteyn klassik mexanikadagi fazo va vaqt tushunchalarini qayta ko'rib chiqdi va shu asosda 1905-yilda maxsus (xususiy) nisbiylik nazariyasini yaratdi. Bu nazariya yorug'lik tezligidan kichik har qanday tezlik bilan harakatlanayotgan jismlarning harakat qonunlarini o'z ichiga oluvchi mexanika qonunlarining umumlashmasidan iborat bo'lib, unga **relyativistik mexanika** ("katta tezliklar mexanikasi") deb nom berildi. Shunday qilib, relyativistik mexanika klassik mexanikani inkor etmaydi, balki uni tatbiq qilish chegarasini belgilaydi.

Relyativistik mexanikaning mahsus nisbiylik nazariyasi asosida Eynshteynning quyidagi ikkita postulati yotadi:

1) Yorug'lik teziligining doimiylik prinsipi: yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) barcha inersial sanoq sistemalarida o'zgarmas

bo'lib, manbalarning yoki qayd qiluvchi asboblarning harakatiga bogliq bo'lmaydi.

2) *Nisbiylik prinsipi: biroq inersial sanoq sistemasida o'tkazilgan har qanday fizik (mexanik, elektrik, optik) tajribalar bilan shu sistema tinchmi yoki harakatdami aniqlash mumkin emas, yani fizika qonunlari barcha inersial sanoq sistemalarida bir hil sodir bo'ladi.*

Mahsus nisbiylik nazariyasining birinchi postulatidan ma'lum bo'ladi, tabiatda yuz beradigan o'zaro ta'sir uzatilishining maksimal tezligi yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ ga teng ekan. Bu prinsip klassik mexanikadagi tezliklarning qo'shish qonuniga mutlaqo ziddir.

Eynshteynning maxsus nisbiylik prinsipi barcha inersial sanoq sistemalarning teng kuchli ekanligini va ulardan imtiyozlisini ajratish mumkin emasligini ifodalaydi.

Relyativistik mexanika maxsus nisbiylik nazariyaning postulatlarini asosida Eynshteyn o'tkazgan matematik analizidan ma'lum bo'ldiki, Galiley almashtirishlari bu postulatlariga to'g'ri kelmas ekan. Shunday qilib, Eynshteynning ko'rsatishicha relyativistik mexanikada Lorents almashtirishlari o'rinlidir. Bu almashtirishlarini yozish uchun bir-biriga nisbatan OX o'qi bo'ylab $K(x, y, z, t)$ absolyut (tinch) inersial sanoq sistemasiga nisbatan tezlik bilan harakalanayotgan $K'(x', y', z', t')$ nisbiy inersial sanoq sistemasi berilgan bo'lsin.

Soddalik uchun, boshlangich moment ($t=0$) da sistemalarning koordinata boshlari ustma-ust tushsin. Unda biror vaqtdan keyin nuqtaning K va K' sistemalardagi koordinatalari va vaqtning o'tishini almashtirishga imkon beradigan formulalar quyidagicha:

Lorents almashtirishlari. K' dan K sistemasiga o'tish K dan K' sistemaga o'tish

$$\begin{aligned} x &= \frac{x' + \beta t'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & x' &= \frac{x - \beta t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y &= y', & y' &= y \\ z &= z', & z' &= z \\ t &= \frac{t' + \beta/c^2 \cdot x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & t' &= \frac{t - \beta/c^2 \cdot x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \quad (3.3.5)$$

bunda $\beta = \frac{v}{c}$ bo'lib, β tezlik $-K'$ sistemasining K sistemaga nisbat tezligi, c -yorug'lik tezligi

Shunisi qiziqki, Eynshteyn chiqargan almashtirish formulalari Lorents oldin ko'rsatgan formulalar bilan bir hil bo'lgan. Shuning uchun ham formulalar ko'pincha Lorents almashtirishlari deyiladi.

Nazorat savollar

1. Tabiatda o'zaro ta'sir kuchlarini ayting.
2. Og'irlik kuchi, ishqalanish kuchi va elastiklik kuchlarini tushuntiring.
3. Mexanik Ish qanday kattalik.
4. Quvvatga ta'rif bering.
5. Kinetik energyya qanday aniqlanadi.
6. Energiya qanday fizik ma'noga ega.
7. Mexanikada klassik va relyativistik nisbiylik printsiplari.
8. Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonuni.
9. Massa va energiyaning o'zaro bog'liqligi qonuni.

ADABIYOTLAR:

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika"(Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism-237 b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D.Djankoli. "Fizika " M. Izdatelstvo "Mir"1 t, S 653.

4-MAVZU. INERSIYA MOMENTI.

1. Qattiq jism dinamikasining asosiy tenglamasi.
2. Inersiya momenti. Shteyner teoremasi.
3. Aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi. Impuls momenti va uning saqlanish qonuni. Jismlarning muvozanatlik holatlari, qayishqoqligi va yemirilishi.

1. Qattiq jism dinamikasining asosiy tenglamasi.

Qattiq jismning aylanma harakat dinamikasi. Qattiq jismning aylanma harakatini o'rganishda kuch tushunchasi bilan bir qatorda kuch momenti, massa tushunchasi bilan bir qatorda inersiya momenti tushunchalari kiritiladi. Kuch moment va inersiya momenti tushunchalarini mazmunini tushuntirish uchun R radiusli aylana bo'lab harakatlanadigan m massali moddiy nuqtaning harakatini tekshirani (4.1.1-rasm).

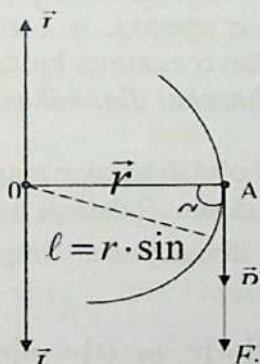
$\vec{r}_i$ radius vektorining $\vec{F}_i$ kuchga vektor ko'paytmasi kuchning ixtiyoriy qo'zg'almas o'qqa nisbatan **kuch momenti** deb ataladi.

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i], \quad (4.1.1)$$

Kuch momentining moduli quyidagiga teng

$$M_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i] = F_i r_i \sin \alpha \quad (4.1.2)$$

Uchta $\vec{r}_i$, $\vec{F}_i$, $\vec{M}_i$ vektorlar o'ng parma qoidasiga bo'ysungani uchun kuch momentining yo'nalishi 0 o'q bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Massasi m ga teng bo'lgan moddiy nuqta $\bar{O}$ tezlik bilan harakatlanayotganda $\vec{P}$ impulsiga ega bo'ladi. $\vec{r}$ – radius vektorining $\vec{P}$ impulsiga vektor ko'paytmasi **impuls momenti** deb ataladi.



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

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r}(m \cdot \vec{v})] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}], \quad (4.1.3)$$

$\vec{L}$ – impuls momentining vektori yo'nalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi (1-rasm). $\vec{r}$ - radius vektor va $\vec{P}$ - impuls vektori yotgan tekislikka perpendikulyar ravishda O nuqtaga joylashtirilgan parma dastasining aylanma harakat yo'nalishi impuls yo'nalishi bilan mos tushganda, parmaning ilgarilanma harakat yo'nalishi impuls momenti $\vec{L}$ ning yo'nalishini ko'rsatadi.

Impuls momentining moduli quyidagiga tengdir.

$$[\vec{L}] = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = r \cdot P \sin \alpha, \quad (4.1.4)$$

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \cdot \vec{P}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{P} \right] + \left[\vec{r} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} \right] \quad (4.1.5)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v} \cdot \vec{P}] + [\vec{r} \cdot \vec{F}] \quad (4.1.6)$$

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] = \vec{M}_c \quad (4.1.7)$$

Moddiy nuqta impulsining biror nuqtaga nisbatan o'zgarishi, shu moddiy nuqtaga ta'sir qiluvchi kuch momentiga tengdir. Agar $\vec{M} = 0$ bo'lsa, impuls momentining saqlanish qonunini ifodasiga ega bo'lamiz.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0, \quad \vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = \text{const} \quad (4.1.8)$$

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

Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.

Shu vaqtgacha aylana bo'ylab harakat tenglamalarini chiziqli tezlik orqali ifoda qilgan edik. Endi shu ifodalarni burchak tezlik va burchakli tezlanish $\frac{d\omega}{dt} = \varepsilon$ orqali ifodalaymiz. Impuls momenti quyidagi ifodadan aniqlanadi.

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}] \quad (4.1.9)$$

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

$$L_z = m[\vec{r} \cdot \omega \vec{r}] = mr^2 \cdot \omega \quad (4.1.10)$$

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

Moddiy nuqta impulsining aylanish o'qiga nisbatan **inersiya momenti** uning massasining aylanish radiusi kvadrati ko'paytmasiga teng bo'lgan fizik kattalikdir.

$$I_z = \frac{\vec{L}_z}{\omega} = m\vec{r}^2 \quad (4.1.11)$$

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

$L_z = I_z \cdot \omega$. Endi impuls momentining o'zgarishini aniqlaymiz.

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = \frac{d(I_z \omega)}{dt} = M_z \text{ yoki } \frac{dL_z}{dt} = I_z \cdot \frac{d\omega}{dt} = I_z \cdot \vec{\varepsilon} = \vec{M}_z \quad (4.1.12)$$

$$\vec{M}_z = I \vec{\varepsilon} \quad (4.1.13)$$

Oxirgi (4.1.13) formula qattiq jism aylanma harakati dinamikasining asosiy tenglamasidir.

Shunday qilib, qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentini burchak tezlanishga ko'paytmasi, tashqi kuchning shu o'qqa nisbatan natijaviy kuch momentiga teng bo'ladi. (4.5) - ifoda qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasidir, u $\vec{F} = m\vec{a}$ tenglamaga o'xshash bo'lgani uchun ba'zan uning qattiq jism aylanma harakati uchun Nyutonning ikkinchi qonuni deb ataladi. Agar aylanish o'qiga ega bo'lgan jismga tashqi kuchlar ta'sir qilmasa $\vec{M}_z = 0$, $d\vec{L}_z = \vec{M}_z dt = 0$, yoki $dL_z = d(I_z \cdot \omega) = \vec{M}_z dt = 0$,

$$L = I\omega = \text{const} \quad (4.1.14)$$

Bu (4.1.14) ifoda impuls momentining saqlanish qonunidir. Agar $M = \text{const}$ va $I = \text{const}$ bo'lsa, u holda

$$M = J \frac{\omega_0 - \omega}{\Delta t} \quad \text{va} \quad M\Delta t = J\omega_0 - J\omega \quad (4.1.15).$$

$M\Delta t$ kuch momentining impulsi (xuddi $F\Delta t$ ga o'xshash). $I\Delta\omega$ - impuls momentining o'zgarishiga teng bo'ladi. Demak - ma'lum vaqt oralig'idagi harakat miqdorining o'zgarishi shu vaqt ichidagi kuch momentining impulsiga teng - bu harakat miqdori momentining

o'zgarishi qonunidir. Berk sistemada jismlarning harakat miqdorlari momentlarining yig'indisi o'zgarmas miqdordir.

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + \dots + J_n\omega_n = \text{const} \quad (4.1.16)$$

2. Inersiya momenti. Shteyner teoremasi.

Qattiq jismning inertsia moment. Bir jinsli va massalar markazidan o'tadigan simmetrik o'qiga ega bo'lgan ba'zi jismlarning inersiya momentlarini hisoblashni ko'rib chiqaylik.

Qattiq jism fikran Δm bo'lakchalarga ajratilgan bo'lib, bu bo'lakchalardan Δm_i si simmetriya o'qidan r_i masofada joylashgan bo'lsa, jism bir jinsli va Δm_i bo'lakchani cheksiz kichik deb qabul qilsak, unda shu bo'lakchani z o'qiga nisbatan inersiya momenti

$$J_z = \Delta m_i r_i^2 \quad (4.2.1)$$

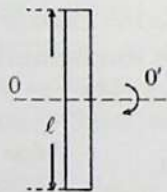
ga teng bo'ladi. Bo'lakcha massasi juda kichik bo'lsa, (1) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$J_z = r_i^2 dm \quad (4.2.2)$$

Butun jismning inersiya momentini hisoblash uchun (2) ni integrallash lozim. ya'ni

$$J_z = \int_m r^2 dm \quad (4.2.3)$$

Endi (3) formula yordamida ba'zi bir geometrik jismlarning inersiya momentlarini aniqlaymiz. Datlab yupqa bir jinsli l uzunlikdagi sterjenning massa markazidan tik o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momentini hisoblashni ko'ramiz (4.2.1-rasm).



4.2.1-rasm. Yupqa bir jinsli l uzunlikdagi sterjen.

Fikran sterjenning ko'ngdalang kesim yuzasini S bilan belgilaymiz. Sterjenning uzunligini Δr bo'lgan bo'lakchalarga ajratamiz. Bu bo'lakchani massasi

$$dm = \rho S \Delta r \quad (4.2.4)$$

orqali aniqlanadi. Bunda ρ sterjen materialining zichligi, r - sterjenning massalar markazidan dr bo'lakchagacha bo'lgan masofa. Endi (4) ni hisobga olib (3) ifoda integallansa, quyidagi natijaga kelamiz.

$$J_{o o'} = \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} S \rho r^2 dr = \frac{\rho l^3 S}{12} \quad (4.2.5).$$

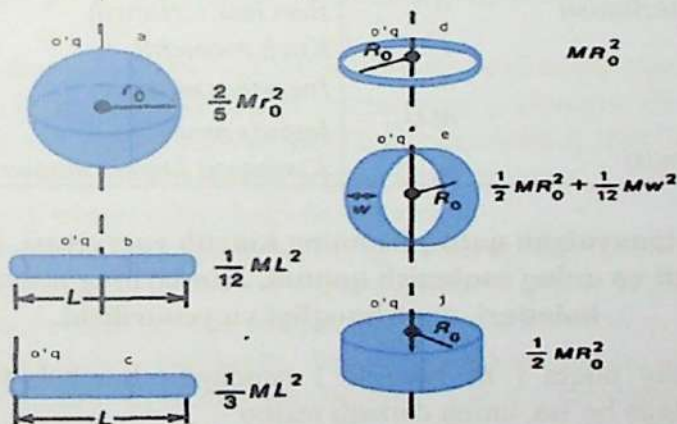
Sterjenning to'liq massasi $m = \rho l S$ ekanligini nazarda tutsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$J = \frac{1}{12} m l^2 \quad (4.2.6)$$

Agar bir jinsli geometrik jismlarning massa markazidan tik o'tgan o'qqa nisbatan inertsia moment ma'lum bo'sa, unda uning shu o'qqa parallel bo'lgan istalgan o'qqa nisbatan inertsia momentini topish mumkin. Buning uchun quyidagi teoremdan foydalanamiz.

Teorema. Jismning biror o'qqa nisbatan inertsia momentini uning massalar markazidan o'tuvchi parallel o'qqa nisbatan inertsia momentiniga ma^2 kattalik qo'shilganiga teng, bu yerda a - o'qlar orasidagi masofa. Ya'ni $I_A = I_0 + ma^2$ gateng bo'ladi. Bu teorema *Gyuygens-Shteyner* teoremasi deb ataladi.

Ba'zi bir geometrik jismlarning markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inertsia momentlarini keltiramiz (4.2.2-rasm).



4.2.2-rasm. Ba'zi geometrik qattiq jismlarning markazlaridan o'tgan o'qqa nisbatan inertsia momentlari a) shar, b) sterjen, c) sterjen (uchidan o'tgan o'qqa nisbatan), d) yupqa halqa, e) kengligi W bo'lgan yupqa halqa, j) silindr.

Agar jism bitta bo'lsa, u holda $J\omega = \text{const.}$ (Misol uchun o'z o'qi atrofida aylanayotgan konkichi). Aylanayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagiga teng:

$$W_k = \frac{J\omega^2}{2} \quad (4.2.7)$$

Aylanma harakat kinetik energiyasining xisobiga bajarilgan ish quyidagiga teng:

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2} \quad (4.2.8)$$

Agar jism bir vaqtda ham ilgarilama, ham aylanma harakatlansa, uning kinetik energiyasi W_k quyidagiga teng bo'ladi.

$$W_k = \frac{mv^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \quad (4.2.9)$$

Ilgarilama harakat bilan aylanma harakat o'rtasida katta o'xshashliklar bor. Ularni quyidagi keltirilgan jadvaldan ko'rish mumkin:

4.2.1-jadval

Ilgarilama harakat		Aylanma harakat	
Vaqt	t	Vaqt	t
Chiziqliyo'l	S	Burilish burchagi	φ
Chiziqlitezlik	v	Burchak tezlik	ω
Chiziqli tezlanish	a	Burchak tezlanish	ε
Kuch	F	Kuch momenti	M
Massa	m	Inerstiya momenti	J
Impulsi	$m v$	Impuls momenti	$J\omega$
Kuchimpulsi	$F \cdot \Delta t$	Kuchning Impuls momenti	$M \cdot \Delta t$

3. Aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi. Impuls momenti va uning saqlanish qonuni. Jismlarning muvozanatlik holatlari, qayishqoqligi va yemirilishi.

Moddiy nuqta (m massali) qandaydir burchak tezlik bilan aylanayotgan bo'lsa, uning chiziqli tezligi

$$v = \omega r \quad (4.3.1)$$

bu yerda, r - aylana radiusi.

Ma'lumki, $m\theta$ harakat midori yoki impulsni beradi. Agar impulsni r ga ko'paytirsak, moddiy nuqta impulsining momentini beradi.

$$\vec{l} = m\vec{r} \times \vec{v} \quad (4.3.2)$$

Agar qattiq jism berilgan bo'lsa, unda i dona alohida zarrachalar mavjud bo'ladi, shuning uchun ham

$$\vec{L} = \sum_i m_i \vec{r}_i \vec{\omega} = \sum_i m_i \vec{\omega} \vec{r}_i r_i = \vec{\omega} \sum_i m_i r_i^2 = \vec{\omega} J \quad (4.3.3)$$

Demak, aylanuvchi qattiq jismning impuls momenti

$$\vec{L} = J\vec{\omega} \quad (4.3.4)$$

Aylanma harakat dinamikasi asosiy tenglamasi

$$\vec{M} = \frac{d}{dt}(J\vec{\omega}) \quad (4.3.5)$$

edi.

Agar aylanuvchi jismga tashqi kuchlar ta'sir etmasa, yoki ta'sir etuvchi tashqi kuchlarni teng ta'sir etuvchisi nolga teng bo'lsa, u vaqtda impuls momenti $J\vec{\omega} = \text{const}$ bo'ladi; yoki $M = 0$ bo'lganida :

$$\frac{d}{dt}(J\vec{\omega}) = 0 \quad \text{bundan} \quad \vec{L} = J\vec{\omega} = \text{const} \quad (4.3.6)$$

Bu aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning impuls momentini saqlanish qonunini beradi. Demak, jismlarda ichki sabablarga ko'ra inersiya momentida o'zgarish ro'y bersa uning burchakli tezligida ham o'zgarish yuzaga keladi. Shuning uchun:

$$J_0 \omega_0 = J_1 \omega_1 \quad (4.3.7)$$

deb yoza olamiz. Ya'ni inersiya momenti kamaysa ω ko'payadi va teskari.

Buni Jukovski (1847-1921) skamyasi yordamida tajriba qilib ko'rish mumkin. Vertikal o'qqa o'rnatilgan gorizontal disk ustida turgan kishiga boshlang'ich burchakli tezlik berilsa u aylana boshlaydi. Kishi qo'lini pastga tushiraversa, uni inersiya momenti kamayaveradi, lekin burchakli tezligi oshaveradi va hokazo.

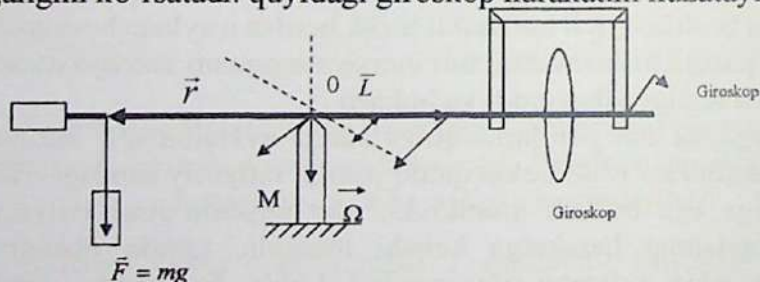
Shu vaqtgacha biz jismlarni qo'zg'almas aylanma o'q atrofida aylanma harakatini ko'rdik. Lekin qattiq jismlar ixtiyoriy sondagi erkin aylanish o'qiga ega bo'lish mumkinki, ular atrofida jism ixtiyoriy yo'nalishda aylanma harakatga kelishi mumkin. Qattiq jismlarda kamida uchta erkin aylanma o'qi mavjud. Lekin, har qanday qattiq jismda ikkita aylanish o'qi mavjudki, bu o'q atrofida jism turg'un aylanma harakat qilishi mumkin.

Bu o'qlarning biriga nisbatan jism eng katta, ikkinchisiga nisbatan esa eng kichik inertsia momentiga ega. Masalan: Parmalash

stanokining metodi gorizontaal o'qi eng kichik momentga, bo'ylama o'qi esa eng katta momentga ega.

Mushukda ham ikkita erkin o'q mavjud. Uning gorizontaal o'qi kichik inertsia momentiga ega, shuning uchun ham u oyog'i va dumi yordamida bu o'q atrofida osongina harakat qila oladi va hamma vaqt yuqoridan tashlaganda ham yerga oyog'i bilan tushadi. Odamda esa erkin aylanma o'qi vertikal holatda joylashgan. Balyerina bir oyog'ini uchini polga tiragan holda bir oyog'ini ko'tarib impulsni oshiradi, boshlangich vaqtda u sekinroq aylanadi, oyog'ini tushuraversa va qo'lini beliga tirasa tezroq aylanadi chunki, bunda inersiya momenti 7 marta kamayib burchakli tezlik shuncha oshadi.

O'zining birorta erkin o'qi hisoblangan xususiy o'qi atrofida juda tez aylanuvchi simmetrik jisimga Girooskop aytiladi. Girooskop katta dinamik turg'unlikka ega. Buni quyidagi tajribadan bilish mumkin. Girooskop (og'ir disk) AA o'q atrofida ishqalanishsiz aylana olishi mumkin. Bu o'qni podshipniklari B halkaga o'rnatilgan, bu halqaning o'qi (SS) podshipniklari esa D yarim halqaga o'rnatilgan. D yarim halka E o'q atrofida aylana oladi. Barcha uch aylanish o'qlari disk markaziga kesishishlari mumkin. Shuning uchun ham og'irlik kuchlarini tayanch kuchlari muvozanatlab turadi. Agar trubani qo'lga ushlab boshqa halqalarni aylantirsak, shu jumladan AA o'qqa ham katta tezlik bersak AA o'q yo'nalishi deyarli avvalgi yo'nalishini o'zgartirmaydi. Bu narsa giroskopni katta Y impuls momentiga egaligini ko'rsatadi. quyidagi girokop harakatini kuzataylik.



4.2.3-rasm. Girokopning harakat sxemasi.

Tayanchning bir tomoniga girokop, ikkinchi tomoniga posangi qo'yamiz. Girokopni burchakli tezlik bilan tez aylantiramiz. Natijada o'qqa nisbatan

$$\vec{L} = J_z \omega$$

(4.3.8)

impuls momenti vujudga keladi va u o'q bo'ylab yo'nalgan. Valni ikkinchi tomonga orilgan F kuchni momenti (o'qqa nisbatan)

$$\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}]$$

(4.3.9)

Bu moment tizimni vertikal yo'nalish bo'yicha aylantirishga majbur qiladi, lekin tizim gorizontal yo'nalishi bo'yicha buraladi. Buni biz giroskopik effekt deb aytamiz. Agar giroskop o'qi va val gorizontal emas, balki biroz og'ma qilib o'rnatilganda edi, u konusni chizar edi. Bu konus boshidagi burchakni biz giroskopik jarayoniya burchakli tezligi deb aytamiz.

$$\Omega = \frac{M}{J_z \omega}$$

(4.3.10)

Buralish burchagi

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

(4.3.11)

Agar giroskoplarni o'qlari mustahkamlangan bo'lsa, u vaqtda giroskopik kuchlar giroskopni burib yuboradi. Agar o'qlar podshipniklarga o'rnatilsa, podshipniklar o'qlarni ixtiyoriy burilishiga qarshilik ko'rsatib turadi.

Nazorat savollari

1. Absolyut qattiq jism deb nimaga aytiladi?
2. Kuch momenti va inertsia momenti qanday birliklarda ulchanadi?
3. Qattiq jism inertsia markazi harakatini tushuntiring?
4. Aylanma harakat qanday sodir bo'ladi?
5. Inertsia momenti qanday kattalik?
6. Kuch momentining fizik mazmunini tushuntiring?
7. Impuls momentining yunalishi qanday aniqlanadi?
8. Kuch momentining yunalishi qanday usul bilan aniqlanadi?
9. Impuls momentining saqlanish qonuni qanday sharoitda bajariladi?

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.

3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism-237 b, 2-qism, -316 b.

4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230

5. D.Djankoli. "Fizika " M. Izdatelstvo "Mir" 1 t, S 653.

5-MAVZU. TEBRANMA HARAKAT MEXANIK TO'LQINLAR. AKUSTIKA

1. To'lqin turlari. To'lqin jarayonlari. To'lqin tenglamasi. To'lqin interferensiyasi.

2. Turg'un to'lqinlar. To'lqin tezligi. Tovush to'lqinlarining tarqalishi. Tovush intensivligi, chastotasi, balandligi va tembri.

3. Dopler effekti. Ultra tovushlar. Garmonik tebranma xarakatlari. Tebranma harakatlarning energiyasi va xususiy chastotasi.

4. Tebranma harakatlarni qo'shish. So'nuvchan va majburiy tebranishlar. Rezonans.

1. To'lqin turlari. To'lqin jarayonlari. To'lqin tenglamasi. To'lqin interferensiyasi.

To'lqin hodisalari

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

Mexanik to'lqin - bu g'alayonlanish yoki tebranishning elastik muhitdagi tarqalish jarayonidir. Bu to'lqinlarni yuzaga keltiruvchi jism *to'lqin manbai* deb ataladi. Muhitning tebranayotgan zarrachalarini hali tebranishga ulgurmaganlari-dan ajratuvchi sirt *to'lqin fronti* deb ataladi. Bir xil fazalarda tebranayotgan nuqtalardan o'tuvchi sirt *to'lqin sirti* deb ataladi. O'z navbatida to'lqin fronti to'lqin sirtlarining biridir. To'lqin sirtlarining shakli manbalarning joylashishi va muhitning xususiyati bilan aniqlanadi. Quyidagi to'lqinlar mavjuddir:

Yassi to'lqinlar, ular faqat bir xil yo'nalishda tarqaladilar. To'lqin tarqalish yo'nalishini ko'rsatuvchi chiziqli *to'lqin nuri* deb ataladi. Izotrop muhitlarda to'lqin nurlari to'lqin sirtlariga normaldir.

Muhitda hosil bo'ladigan elastik deformatsiyalarning xarakteriga qarab ularni ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlarga ajratish mumkin. **Bo'ylama to'lqin** tezligi

$$v_o = \sqrt{E/\rho} \quad (5.1.1)$$

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

To'lqin jarayonining xarakteristikasi deb muhit zarrachalarining muvozanat holatlaridan siljishiga aytiladi. Siljishning vaqtga va koordinataga bog'liqligi **to'lqin tenglamasi** deb ataladi. Misol uchun, to'lqin manbai koordinatasi boshi 0 nuqta bo'lsin va

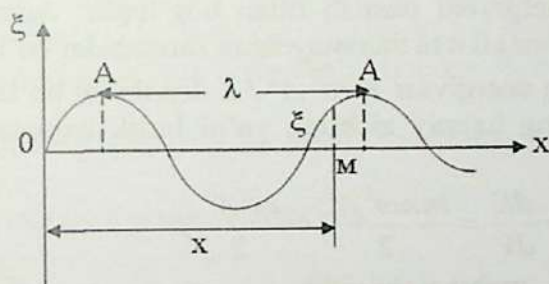
$$\xi = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (5.1.2)$$

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

$$\xi = A \sin[(\omega t - \tau) + \varphi] = A \sin(\omega t - kx + \varphi) \quad (5.1.3)$$

Bu erda $\tau = x/v$ - to'lqinning $OM = X$ masofaga yetib kelishi uchun zarur bo'lgan vaqt (1-rasm), $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{T v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to'lqin soni,

$\lambda = vT$ - to'lqin uzunligidir. Bundan to'lqin tarqalish tezligi $v = \lambda/T$ ga teng.



5.1.1 - rasm. Garmonik tebranuvchi to'lqin

To'lqin uzunligi deb T bir davrga teng vaqtda to'lqin frontini ko'chgan masofasiga aytiladi. Nuqta ko'chishining masofaga bog'liq grafida bir-biriga yaqin ikkita maksimum orasidagi masofa to'lqin uzunligiga tengdir. To'lqin soni deb 2π masofadagi uzunlik birligida joylashadigan to'lqin uzunliklari soniga aytiladi. (5.1.4) tenglama yassi to'lqinning tenglamasini eslatadi. Yassi to'lqinning amplitudasi barcha tebranayotgan nuqtalar amplitudasi bir-xil ekanligini bildiradi, chunki

yassi to'liqin tarqalganda, har birlik vaqtda, tebranma harakatga muhitning bir xil hajmi jalb qilinadi.

Sinusoidal to'liqlarning tarqalish tezligi fazaviy tezlik deb ataladi. U fazaning belgilangan qiymatiga mos keladigan to'liqin sirtlarining ko'chish tezligini bildiradi $\omega t - kx + \varphi = \text{const}$, bu yerdan

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

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\alpha}{T} = v \quad (5.1.4)$$

Amalda, doimo to'liqlar guruhiga duch kelamiz, ya'ni real to'liqin, yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli sinusoidal to'liqlarning ustma-ust tushgan *to'liqin paketidan* iborat bo'ladi. Bu to'liqin paketining tarqalish tezligi - *guruhli tezlik* deb ataladi. Umumiy holda u fazaviy tezlik bilan mos tushadi. Fazaviy tezlik guruhli tezlik bilan quyidagicha bog'langan:

$$U = v - \lambda \frac{dv}{dt} \quad (5.1.5)$$

Agarda, har xil uzunlikdagi to'liqlar bir xil tezlik bilan tarqalgansa $dv/d\lambda = 0$ teng bo'ladi, ya'ni guruhli tezlik fazaviy bilan mos tushadi. To'liqin jarayoni tebranayotgan bir nuqtadan ikkinchisiga energiyani uzatish bilan bog'liqdir. Agarda dV hajm elementida m massali n ta tebranayotgan zarrachalar bo'lsa, u holda har bir zarrachaning energiyasi $m\omega^2 A^2 / 2$ dan iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

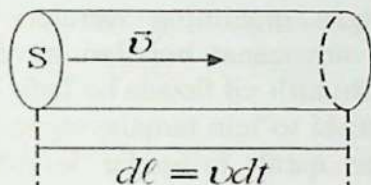
$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2} \rho \quad (5.1.6)$$

Buyerda $\rho = mn$ - muhit zichligidir.

Birlik vaqtda to'liqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya - **energiya oqimining zichligi** deb ataladi. Uni shunday tasavvur etish mumkin:

Kesimi dS va $d\ell = vdt$ bo'lgan kichik silindr bo'ylab (5.1.2 - rasm) energiya ko'chsin.

To'liqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan ko'chiriladigan energiya oqimi to'liqin v fazaviy tezlik bilan tarqalayotgan bo'lsin.



5.1.2- rasm. Silindrning S yuzali $d\ell$ birligidan ko'chayotgan energiya oqimi.

Bu silindr hajmidagi energiya quyidagiga teng bo'ladi.
 $dE = w dV = w v dt ds$ Energiya oqimi zichligi esa

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot v \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot v = \frac{Sw^2 A^2 v}{2} \quad (5.1.7)$$

ga teng bo'ladi. Buni vektor ko'rinishda shunday ifodalash mumkin
 $\vec{j} = w\vec{v}$.

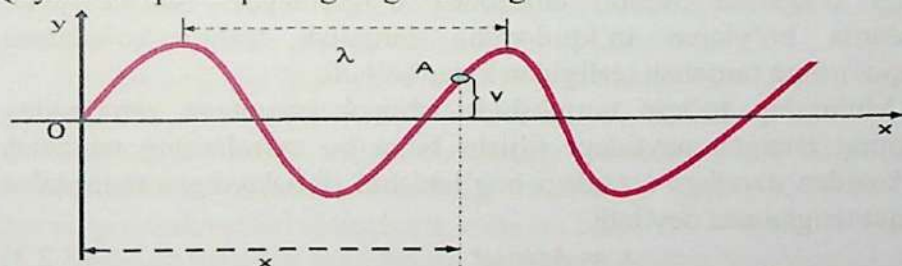
Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan bu vektor **energiya oqimi zichligining vektori** yoki **Umov-Poynting vektori** deb ataladi.

2. Turg'un to'liqlar. To'liqin tezligi. Tovush to'liqlarining tarqalishi. Tovush intensivligi, chastotasi, balandligi va tembri.

Qattiq, suyuq va gazsimon moddalarning zarralari orasida o'zaro tutinish kuchlari mavjud bo'ladi. Zarralar bir-biriga nisbatan siljiganda elastik kuchlari yuzaga keladi. Shu sababli bunday muhit elastik muhit deyiladi.

Tebranishlarning vaqt o'tishi bilan fazoda tarqalish hodisasiga to'liqin deyiladi.

Quyida to'liqin tarqalish grafigi keltirilgan:



5.2.1-rasm. Fazoda to'liqinning tarqalishi.

To'lqin tarqalayotgan muhitning zarralari to'lqin bilan birga ko'chmaydi, ular o'z muvozanat holatlari atrofida tebranib turadi. Barcha zarralar tebranishi turli xil fazada bo'ladi.

Zarralarning tebranishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga nisbatan qanday yo'nalganligiga qarab to'lqinlar ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlarga ajratiladi. Agar tebranma harakat yo'nalishi va uning tarqalish yo'nalishi ustma-ust tushsa, bunday to'lqin bo'ylama to'lqin deyiladi. Bunday to'lqinlarni katta diametrli prujinalarning tebranishida kuzatish mumkin. Suyuqliklar va gazlarda faqat bo'ylama to'lqinlar tarqaladi.

Tebranma harakat yonalishi va uning tarqalish yo'nalishi o'zaro perpendikulyar bo'lsa, ko'ndalang to'lqin deyiladi. Qattiq jismlarda ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar tarqaladi. To'lqin tarqalish yo'nalishi nur deyiladi. Tebranma harakatga keltirigan boshlang'ich zarra vibrator deyiladi. Bir xil fazada tebranayotgan bir-biriga yaqin ikki zarra orasidagi masofa to'lqin uzunligi deyiladi. λ -harfi bilan belgilanadi.

To'lqin zarralarining tebranish davri T to'lqin davri deb, tebranish chastotasi ν to'lqin chastotasi deb yuritiladi. To'lqinning tarqalish tezligi:

$$\nu = \frac{\lambda}{T} \quad (5.2.1)$$

T davr bilan ν chastota o'zaro $T = \frac{1}{\nu}$ bog'langanligi uchun yuqoridagi munosabatni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\nu = \lambda \cdot \nu \quad (5.2.2)$$

To'lqin bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganda to'lqin tarqalish tezligi o'zgaradi, ammo chastotasi o'zgarmaydi. Barcha qattiq jismlarda bo'ylama to'lqinlarning tarqalish tezligi ko'ndalang to'lqinlarning tarqalish tezligidan katta bo'ladi.

Muhitning to'lqin tarqalishida ishtirok etayotgan zarralarning vaqtning istalgan paytidagi siljishi bilan bu zarralarning tebranish markazidan uzoqligi orasidagi bog'lanishni ifodalaydigan munosabat to'lqin tenglamasi deyiladi.

$$x = A \sin \omega t \quad (5.2.3)$$

Endi tebranishlar markazidan y masofada turgan ixtiyoriy A zarrani ko'raylik:

$$x = A \sin \omega (t - \tau) \quad (5.2.4)$$

$\tau = \frac{x}{v}$ quyidagiga teng bo'lgani ushuni va agar tebranishlar boshlang'ich fazaga ega bo'lsa, u holda formulani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$x = A \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 \right] = A \sin \left(\omega \cdot t - \frac{\omega}{v} x + \varphi_0 \right) \quad (5.2.5)$$

yoki

$$x = A \sin \left[\frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi}{vT} x + \varphi_0 \right] \quad (5.2.6)$$

A – tebranishlar amplitudasi, T – tebranishlar davri, φ_0 – tebranishlarning boshlang'ich fazasi.

Yassi to'lqinlar fazasi:

$$\Phi = \omega \cdot t - \frac{\omega}{v} x + \varphi_0 \quad (5.2.7)$$

To'lqinning yana bir xarakteristikasi to'lqin sonidir:

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v} \quad (5.2.8)$$

Shunday qilib to'lqin tenglamasi quyidagi ko'rinishga keldi:

$$x = A \sin \left(\omega \cdot t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \varphi_0 \right) = A \sin(\omega \cdot t - k \cdot x + \varphi_0) \quad (5.2.9)$$

Sferik to'lqinlar tenglamasi:

$$x = \frac{a_0}{r} \sin(\omega \cdot t - k \cdot r + \alpha) \quad (5.2.10)$$

Tovush to'lqinlari: Muhitda tarqalayotgan to'lqinlarning chastotasi 20 Hz dan 20000 Hz oralig'ida bo'lsa, bunday to'lqinlar tovush to'lqinlari yoki to'g'ridan-to'g'ri tovush deyiladi.

Chastotasi 20 Hz dan kichik to'lqinlar infratovush, 20000 Hz dan katta bo'lgan to'lqinlar ultratovush deb ataladi. Tovush hodisalari o'rganiladigan bo'lim akustika, qulog'imiz tovush sifatida qabul qiladigan tebranishlar akustik tebranishlar deyiladi.

Tovush hosil bo'lishi uchun: 1. Tovush manbai, 2. Elastik muhit, 3. Tebranish chastotasi $20 \div 20000$ Hz oralig'da bo'lishi kerak.

Tovush tarqalish tezligi muhitning xossalriga va haroratiga bog'liq bo'ladi. Muhitning elastikligi va zichligi qancha katta bo'lsa, tovush tarqalish tezligi shunchalik katta bo'ladi.

Quyidagi jadvalda tovushning ba'zi moddalarda tarqalish tezligi keltirilgan.

5.2.1-jadval. *Tovushning ba'zi moddalarda tarqalish tezligi.*

Gazlar	$v, \text{ m/s}$ 0°C da	Suyuqliklar	$v, \text{ m/s}$ 20°C da	Qattiq jismlar	$v, \text{ m/s}$
Azot	333,6	Dengiz suvi	1490	Alyuminiy	6260
Kislorod	316	Aseton	1192	Temir	5850
Uglerod (II) oksidi	338	Glitserin	1923	Oltin	3240
Argon	319	Simob	1451	Mis	4700
Xlor	206	Etil spirti	1188	Kumush	3620

To'liqlar muhitda tarqalar ekan o'zi bilan birga energiya eltadi. Shularni hisobga olib to'liqling xos quyidagilarni yozish mumkin.

Energiya oqimi:

$$\partial\Phi = \frac{\partial w}{\partial t} \quad (5.2.11)$$

To'liqin intensivligi:

$$J = \frac{\Phi}{S} = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 A^2 \quad (5.2.12)$$

Tovush balandligi, qattiqligi va rangi (tembr). Har qanday real tovush oddiy garmonik tebranish emas, balki ma'lum chastotaga ega bo'lgan garmonik tebranishlarning yig'indisidan iborat bo'ladi.

Berilgan tovushda ishtirok etuvchi tebranishlar chastotalari to'plami tovushning akustik spektri deyiladi.

Tovushda v_1 dan v_2 gacha barcha tebranishlar ishtirok etsa, u holda spektr tutash spektr deyiladi.

Agar tovush v_1 , v_2 , v_3 va hokazo diskret, bir-biridan ajralgan chastotali tebranishlardan tashkil topgan bo'lsa, chiziqli akustik spektr deyiladi.

Tovushning balandligi tebranish chastotasiga bog'liq: tebranish chastotasi qanchalik yuqori bo'lsa, tovush shuncha baland bo'ladi.

Tovush qattiqligi tebranish amplitudasiga bog'liq: tebranish amplitudasi qanchalik yuqori bo'lsa, tovush shuncha qattiq bo'ladi. Tovush qattiqligi birligi – Bel ($1\text{ dB}=0,1\text{ B}$). Og'riq sezish chegarasi – 130 dB .

Ultratovush. Chastotasi 20 kHz dan yuqori tovushlar ultratovushlar deyiladi.

Ultratovushlar qisqa to'lqin uzunligiga ega bo'lgani uchun bir tomonga yo'nalgan dastasini hosil qilish mumkin. Hozirgi paytda ultratovushlar hosil qilish uchun teskari pyezoeffekt hamda magnitostriksiya hodisalaridan foydalaniladi.

Teskari pyezoeffekt shundan iboratki, ba'zi bir kristallardan (kvarst, signet tuzi, bariy titanati) ma'lum usul bilan kesib olingan plastinka elektr maydon ta'sirida deformatsiyalanadi. O'zgaruvchan kuchlanish berilgan metal qoplamalari orasida joylashtirilib majburiy mexanik tebranishlar yuzaga keltiriladi.

Magnitostriksiya esa magnit maydon ta'sirida ferromagnit moddalar (temir, nikel va ba'zi qotishmalar) da yuz beradigan shunday hodisadir.

Turli muhitlarda tovush to'lqinlarning tarqalish tezligi:

1. Gazlarda va suyuqliklarda:

$$v = \frac{K}{\rho} \quad (5.2.13)$$

K – muhitning elastiklik moduli, ρ – muhitning zichligi.

2. Ideal gazlarda tovush tezligi:

$$\mathcal{Q} = \sqrt{\frac{\chi \cdot R \cdot T}{\mu}} \quad (5.2.14)$$

χ – adiabata ko'rsatkichi, T – absolyut harorat, R – gaz universal doimiysi, μ – gazning molyar massasi.

3. Ko'ndalang to'lqinlarning bir jinsli qattiq muhitda tarqalish tezligi:

$$\mathcal{Q} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (5.2.15)$$

E – Yung moduli.

4. Tarang tortilgan torda (struna) dagi tezligi:

$$\mathcal{Q} = \sqrt{\frac{F}{\rho \cdot S}} \quad (5.2.16)$$

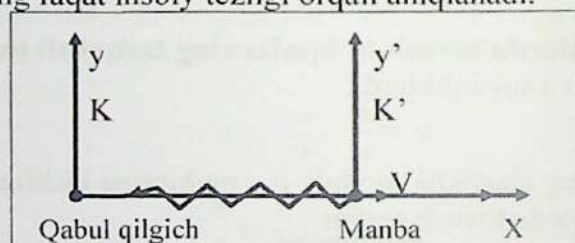
F – torning tortishish kuchi, S – tor materialining ko'ndalang kesim yuzi.

Ultratovush to'lqinlari inson faoliyatining turli tuman sohalarida keng ishlatiladi. Suyuqlik xossalarini o'rganishda, lokatsiya ishlarida (lokatorlar), chuqurlikni o'lchash va dengiz tubi re'lyefini aniqlashda

(exolotlar), ultratovush defektoskopiyasida (metal buyum nuqsonlarini topishda), biologik va fiziologik ta'sirlarda qo'llaniladi.

3. Dopler effekti. Ultra tovushlar. Garmonik tebranma xarakatlari. Tebranma xarakatlarning energiyasi va xususiy chastotasi.

Akustikada **Dopler effekti** natijasida yuz beradigan chastota o'zgarishi manbaa va qabul qilgichning tovush to'liqlarini tarqatuvchi muhitga nisbatan bo'lgan harakat tezliklari oqrali aniqlanadi. Yorug'lik to'liqlari uchun ham Dopler effekti mavjud. Lekin, elektromagnit to'liqlarni tashuvchi alohida bir muhit mavjud bo'lmaganligi tufayli, yorug'lik to'liqlari chastotasining Dopler siljishi manba va qabul qilgichlarining faqat nisbiy tezligi orqali aniqlanadi.



5.3.1-rasm. Manba va qabul qilgichlarining nisbiy tezligi orqali Dopler siljishini aniqlash.

Odatdagidek x va x' o'qlarini K' sistema (ya'ni manba) ning K sistemaga (ya'ni qabul qilgichga) nisbatan harakat tezligining v vektori bo'ylab yo'naltiramiz. Manbaning qabul qilgich tomonga tarqatayotgan yorug'lik yassi to'liqlarning tenglamasi K' sistemada quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$E(x', t') = A' \cos \left[\omega' \left(t' + \frac{x'}{c} \right) + \alpha' \right] \quad (5.3.1)$$

Bu yerda ω' – manba bilan bog'liq bo'lgan sanoq sistemada o'lgangan to'liq chastotasi, ya'ni manbaning tebranayotgan chastotasi. Umumiylikni buzmaslik uchun biz α' boshlang'ich fazani noldan farqli deb faraz qilamiz. Biz hamma sanoq sistemalarida bir xil bo'lgan c dan boshqa hamma kattaliklarni shtrixli qilib yozdik.

Nisbiylik prinsipiga asosan tabiat qonunlari hamma inertsial sanoq sistemalarida bir hil ko'rinishiga ega bo'ladi. Demak, (41.1) ko'rinishdagi to'liq K sistemada:

$$E(x, t) = A \cos \left[\omega \left(t + \frac{x}{c} \right) + \alpha \right] \quad (5.3.2)$$

tenglama ko'rinishida yoziladi. Bu yerda ω – K sanoq sistemada o'lchangan, ya'ni qabul qilgichda turib o'lchangan chastota.

To'lqinning K sistemadagi tenglamasini tenglamadan x' va t' lardan x va t larga Lorens almashtirishlari orqali o'tish bilan keltirib chiqarish mo'mkin: da x' va t' lar ga asosan almashtirib:

$$E(x, t) = A' \cos \left[\omega' \left(\frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{x - vt}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) + \alpha' \right] \quad (5.3.3)$$

ga ega bo'lamiz. Bu ifodani qo'yidagi ko'rinishga osonlik bilan keltirish mumkin:

$$E(x, t) = A' \cos \left[\omega' \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left(t + \frac{x}{c} \right) + \alpha' \right] \quad (5.3.4)$$

(41.3) tenglama (41.2) tenglamadagi to'lqinning o'zginasani K sistemada, ifodalaydi. Shuning uchun quyidagi munsabatning bajarilishi shart:

$$\omega = \omega' \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \omega' \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}} \quad (5.3.5)$$

Doiraviy ω chastotadan odatdagi ν chastotaga o'tib, manba sistemasidagi ν' chastotani ν_0 bilan belgilab:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}} \quad (5.3.6)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Manbaning qabul qilgichga nisbatan v tezligi algebrik kattalikdir. Manba uzoqlashganda $v > 0$ va (41.4) ga muvofiq $\nu < \nu_0$ bo'ladi.

$V \ll c$ bo'lgan xol uchun (41.4) formulani quyidagi tahminiy xolga keltirish mumkin:

$$v \approx v_0 \frac{1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}}{1 + \frac{1}{2} \frac{v}{c}} \approx v_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right) \quad (5.3.7)$$

Bu yerda $\frac{v}{c}$ tartibli a'zolar bilan chegaralanib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$v = v_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (5.3.8)$$

(41.5) dan chastotaning nisbiy o'zgarishini topish mumkin.

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{v}{c} \quad (5.3.10)$$

bu yerda Δv diganda $v - v_0$ tushuniladi

Biz qarab chiqqan bo'ylama effektdan tashqari yorug'lik to'lqinlari uchun nisbiylik nazariyasidan Dopplerning ko'ndalang effekti ham mavjudligi kelib chiqadi. Bu effekt qabul qilgichga yetib kelayotgan chastotaning nisbiy tezlik vektori qabul qilgich va manbalardan o'tgan to'g'ri chiziqqa perpendikulyar yo'nalgan (masalan, manba aylana bo'ylab harakat qilib, uning markazida qabul qilgich turgan hol uchun kamayib borishidan iborat). Bu holda manba sistemasidagi v_0 chastota qabul qilgich sistemasidagi v chastota bilan quyidagi munosabat orqali bog'langan:

$$v = v_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx v_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (5.3.11)$$

Dopplerning ko'ndalang effektda chastotaning nisbiy o'zgarishi

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \quad (5.3.12)$$

bo'lib, v/c nisbatning kvadratiga proporsionaldir, demak, bo'ylama effektdagidan ancha kichik (uning uchun chastotaning nisbiy o'zgarishi v/c ning birinchi darajasiga proporsional).

Dopplerning ko'ndalang effekti mavjudligini 1938-yilda Ayvs eksperimental isbot qilgan. Ayvs tajribalarida katod nurlaridagi yod atomlarining nurlanish chastotasining o'zgarishi aniqlangan. Atomlar tezligi taxminan $2 \cdot 10^6$ m/sek ga teng edi. Bu tajribalar Lorents almashtirishlarining o'rinli ekanligining bevosita eksperimental tasdiqi hisoblanadi.

Umumiy holda nisbiy tezlik vektorini ikkita tashkil etuvchiga ajratish mumkin, ularning biri nurga parallel, ikkinchisi esa unga perpendikulyor yo'nalgan bo'ladi. Birinchi tashkil etuvchi Dopplerning bo'ylama va ikkinchisi esa ko'ndalang effektini yuzaga keltiradi

Dopplerning bo'ylama effektidan yulduzlarning "radial" tezligini aniqlashda foydalaniladi. Yulduzlar spektridagi chiziqlarning nisbiy siljishini o'lchab, (5.3.11) formuladan v ni aniqlash mumkin.

Yorug'lik sochayotgan gazdagi molekullarning issiqlik harakati Doppler effekti tufayli spektr chiziqlarining kengayishiga olib keladi. Issiqlik harakataning hatoligi tufayli molekulaning spektrografiga nisbatan tezligining hamma yo'nalishlari ehtimolligi bir xil. Shuning uchun asbobga kelib tushayotgan nurlanishda $\nu_0 = \left(1 - \frac{v}{c}\right)$ dan boshlab $\nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)$ gacha bo'lgan intervaldagi chastotalar ishtirok etadi. Bu erda ν_0 molekuladan chiqayotgan yorug'lik chastotasi, v – issiqlik harakat tezligi (5.3.11) formulaga qarang. Shunday qilib, spektral chiziqning asbobda o'lchanayotgan kengligi $2\nu_0 \frac{v}{c}$ ga teng bo'ladi. Bu

$$\delta\nu_D = \nu_0 \frac{v}{c} \quad (5.3.13)$$

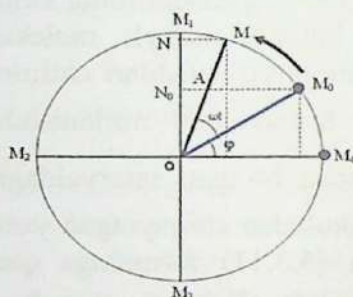
kattalikni spektral chiziqning *Doppler kengligi* deb atash qabul qilingan.

Spektral chiziqlarning Dopplercha kengayish kattaligiga qarab molekullarning issiqlik harakat tezligi, demak, yorug'lik sochuvchi gaz temperaturasi haqida fikr yurgizish mumkin.

Bizni o'rab olgan olamda ko'pgina fizikaviy hodisalar ichida tebranma harakat muhim ahamiyatga ega. Tebranma harakat tabiatda, texnikada va turmushda keng tarqalgan. Tebranma harakatni ba'zida tebranishlar deb ham ataymiz.

Tebranishlar – bu istalgan fizikaviy kattalikning kuch ta'sirida muvozonat holati atrofida davriy ravishda takroriy harakatiga aytiladi. Masalan, matematik va prujinali mayatniklarning tebranishi, kamerton va torning tebranishi, kuchli shamol va og'ir yuk mashinalarining harakati ta'sirida daraxt, ko'prik, minora hamda boshqa shunga o'xshash inshootlarning tebranishi, tovush tebranishlari, elektr tebranishlar, o'zgaruvchan tok va x.k.

Barcha tebranishlar fizikaviy tabiatiga qarab quyidagi tebranishlarga bo'linadi: Mexanik tebranishlar, elektromagnit tebranishlar, va boshqa turdagi tebranishlar. Mexanik tebranishlarning tabiati yaxshi o'rganilgan. Biz bu paragrafda oddiy mexanik tebranishlarni ko'rib chiqish bilan chegaralanamiz. Moddiy nuqtaning tebranma harakatidan boshlaymiz. Tebranma harakatlar orasida garmonik tebranma harakat eng muhim hisoblanadi. Bunday harakatning harakterini quyidagi kinematik model yordamida oson tushintirish mumkin.



5.3.2 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

M nuqta A radiusli aylana bo'ylab, o'zgarmas ω burchak tezlik bilan aylanma harakat qiladigan bo'lsin. Harakat boshlanishida, $t = 0$ da nuqta M_0 holatda deb hisoblaymiz (1-rasm). Bu paytda M_0 nuqtaning u o'qidagi proeksiyasi N_0 bo'ladi. Agar $t = 0$ da A radius gorizontal o'q bilan φ burchak hosil qilgan bo'lsa, t vaqt o'tgandan so'ng esa bu burchak $(\omega t + \varphi)$ qiymatga ega bo'ladi. Bunda M nuqtaning u o'qidagi proeksiyasi esa N bo'ladi.

Aylanma harakat qiladigan M nuqtaga uning aylanish tekisligiga tik qilib, chap yon tomondan nur tushirsak, unda uning o'ng tomonga qo'yilgan ekranda M nuqtaning N proeksiyasini aylanada yotgan eng chekka M_1M_3 nuqtalar oralig'ida tebranma harakat qilishini ko'rishimiz mumkin. Harakatlanuvchi N nuqta tebranma harakat qilib, davriy ravishda N va N_0 nuqtalardan o'tadi. N nuqtaning bunday tebranishi oddiy garmonik tebranish deb ataladi. (5.3.2) rasmdan OM radiusning x va y o'qlaridagi proeksiyasini topish mumkin. Rasmdan

$$y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad (1) \quad \text{va} \quad x = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (5.3.14)$$

ekanligini ko'rish qiyin emas.

Demak (1) dan ko'rish mumkinki, sinus va kosinus qonuni bo'yicha sodir bo'ladigan tebranishlar garmonik tebranishlar deb ataladi.

Tebranadigan nuqtaning O muvozonat holatidan maksimal chetlanishi A radius uzunligiga teng. U tebranish amplitudasi deb ataladi. ω kattalik siklik chastota deb, $\omega t + \varphi$ kattalikni esa tebranish fazasi deb ataladi. Uning $t = 0$ dagi qiymati, ya'ni φ kattalik boshlang'ich faza deb ataladi. Agar $\varphi = 0$ bo'lsa, $x = A \cos \omega t$ bo'ladi.

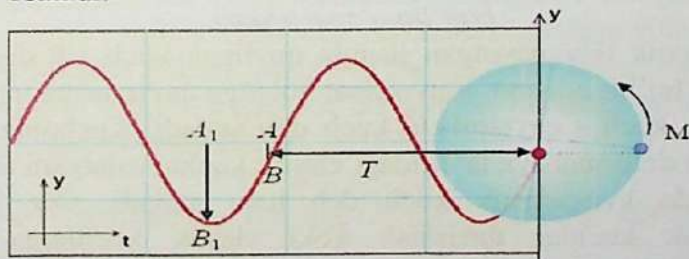
M nuqtaning bir marta tebranish uchun ketgan vaqtiga davr deb ataladi. Tebranish davri siklik chastota bilan quyidagicha bog'langan. $T = \frac{2\pi}{\omega}$ Tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik, birlik vaqt ichidagi to'la tebranishlar sonini belgilaydi va u *tebranishlar chastotasi* deb ataladi:

$$\nu = 1/T \quad (5.3.15)$$

Chastota birligi qilib 1 Gers qabul qilingan. 1 Gers - 1 sekund davomida 1 ta tebranish bo'lishini ko'rsatadi. Shunday qilib, garmonik tebranishda x absissa t vaqtning sinusoidal yoki kosinusoidal funksiyasi hisoblanadi. Garmonik tebranma harakatni grafik tasvirlash uchun gorizontal o'q bo'yicha t vaqtni, vertikal o'q bo'yicha esa nuqtaning u siljishini qo'yish lozim (5.3.3-rasm).

(1) va (2) tenglamalar moddiy nuqtaning tebranma harakat tenglamalari deyiladi. (1) tenglamaning grafigi (5.3.3) rasmda keltirilgan.

Bu yerda istalgan vertikal AB kesma shu vaqtdagi siljishni ko'rsatadi, A_1B_1 - amplitudaning maksimal qiymatini, T - tebranish davrini ko'rsatadi.



5.3.3 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana trayektoriyasidagi holatini u - o'qqa proeksiyasining garmonik tebranishi

N nuqtaning siljishini t vaqt ichidagi bosib o'tgan yo'li deb hisoblasak, t vaqtdagi uning tezligi quyidagiga teng bo'ladi. Tebranayotgan nuqtaning tezligi x o'qi bo'yicha tezligi (5.3.16) ifodani vaqt bo'yicha differensiallash yo'li bilan topiladi. Demak bu tezlik

$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi) \quad (5.3.16)$$

ga teng. Ikkinchi marta differensiallab, tezlanishga ega bo'lamiz yoki (5.3.16) dan foydalanib

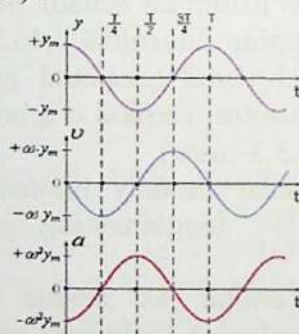
$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y \quad (5.3.17)$$

ni hosil qilamiz. Garmonik tebranishda moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuch Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 x \quad (5.3.18)$$

Bu kuch x og'ishga proporsional bo'lib, qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'ladi. U doim muvozonat holati tomon yo'nalgan bo'ladi.

Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional bo'lib, yo'nalishi unga qarama-qarshi bo'ladi. (5.3.16), (5.3.17) va (5.3.18) - ifodalar garmonik tebranishning kinematik qonunlaridir (5.3.4- rasm).



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

Garmonik tebranayotgan jismga quyilgan kuch siljishga teskari yo'nalgan bo'lib u jismni muvozonat holatiga qaytarishga intiladi, shu sababli bu kuch - qaytaruvchi kuch deb ataladi. Kuchning siljishga bog'liqligi deformatsiya ta'siridagi elastik kuchni eslatgani uchun, uni goh paytda kvazielastik kuch deb ham ataladi. O'z navbatida kvazielastik kuchlar tortishish yoki elastik kuchlarga o'xshab konservativ kuchlarga o'xshaydilar. Shu sababli, garmonik

tebranayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi o'zgarmasdir, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga amal qiladi

$$E = T + U = \text{const} \quad (5.3.19)$$

Garmonik qonuniyat bilan tebranayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} \quad (5.3.20)$$

Kinetik energiya maksimal qiymatga ega bo'lganida potensial energiya Unolga teng bo'ladi. U holda to'la energiya $E = \frac{m\omega^2 A^2}{2}$ ga teng bo'ladi.

Boshqa vaqtlarda potensial energiya shunday ifodalanadi:

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2} \quad (5.3.21)$$

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

$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0 \quad (5.3.22)$$

Bu ifoda garmonik tebranishlarning differensial tenglamasi deb ataladi. Uning yechimi $y = A \sin(\omega t + \varphi)$ dan iboratdir.

Prujinali mayatnik

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

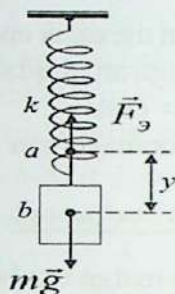
Bir uchi mahkamlangan, ikkinchi uchiga m – massali jism osilgan spiralli prujinadan tashkil topgan mayatnik – prujinali mayatnik deb ataladi. (5.3.5-rasm). Prujinaning massasi yukchanning massasidan juda kichik deb hisoblanadi. Shuning uchun uning massasi hisobga olinmaydi.

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

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

$$F = -ky \quad (5.3.23)$$

Bu yerda k – prujinaning bikrligi, F kuch yukning siljishiga y ga proporsionaldir.



5.3.5 - rasm. Prujinali mayatnik

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (5.3.18) - ifodani (5.3.23) – ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

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

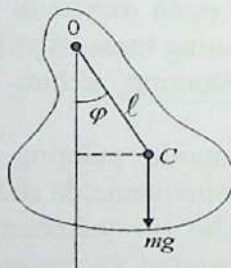
$$k = m\omega^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2}$$

Oxirgi ifodadan prujinali mayatnikning tebranish davrini topamiz. Tebranish davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}, \quad (5.3.24)$$

ga teng bo'ladi.

Fizik mayatnik. Fizik mayatnik – bu og'irlik markazi C nuqtadan o'tgan, O o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (5.3.6 - rasm).



5.3.6 - rasm. Fizik mayatnik

Bu yerda O –tebranish o'qi markazi, C –tebranayotgan m –massali jismning og'irlik markazi, mg – jismning og'irlik kuchi, l – fizik mayatnikning elkasi. Agar mayatnik kichik φ burchakka og'dirilsa, mayatnikka qo'yilgan kuch momenti

$$M = -mgl \cdot \sin\varphi \approx -mgl \cdot \varphi \quad (5.3.25)$$

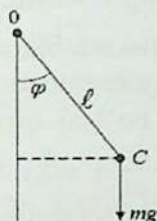
ga teng bo'ladi. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasidan foydalanib quyidagiga ega bo'lamiz.

$$I \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -mgl \cdot \varphi, \quad \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mgl}{I} \varphi = 0, \quad (5.3.26)$$

Bundan fizik mayatnikning siklik chastotasi $\omega = \sqrt{\frac{mgl}{I}}$ ga teng bo'linishi ko'rinib turibdi. Fizik mayatnikning tebranish davrini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} \quad (5.3.27)$$

Matematik mayatnik. Matematik mayatnik og'irligi hisobga olinmaydigan l uzunlikdagi ipga osilgan m - massali moddiy nuqtadir (5.3.7- rasm).



5.3.7 - rasm. Matematik mayatnik

Matematik mayatnik fizik mayatnikning xususiy holidir. m massali moddiy nuqta vertical o'qdan kichik φ burchakka siljitsa, u tebranma harakat qiladi. m massali moddiy nuqtaning o nuqtaga nisbatan inersiya moment $I = ml^2$ ga teng bo'ladi. (5.3.27)-ifodaga inersiya momenti qiymatini qo'ysak, matematik mayatnikning tebranish davri ifodasiga ega bo'lamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{ml^2}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (5.3.27)$$

4. Tebranma xarakatlarni qo'shish. So'nuvchan va majburiy tebranishlar. Rezonans.

So'nuvchi mexanik tebranishlar. Real sharoitlarda tebranayotgan sistemaning amplitudasi kamayib boradi. Chunki tebranayotgan tizimga muhitning qarshilik kuchlari ta'sir etadi. Masalan, tebranayotgan matematik yoki prujinali mayatniklarning tebranishlarini so'nishini oson kuzatish mumkin. Tebranayotgan tizimning bunday tebranishlariga so'nuvchi tebranishlar deb ataladi. So'nuvchi

tebranishlarning qonuniyatlarini aniqlash uchun ularning tebranma harakat tenglamalarini tuzish lozim.

So'navchi tebranishlarning differensial tenglamasini keltirib chiqarishga harakat qilamiz. Tebranuvchi jismga qaytaruvchi kuch va jismning harakat tezligiga proporsional bo'lgan qarshilik kuchlarning ta'sir etadi, deb hisoblaylik. Bunda $F_q = r \frac{dy}{dt}$ qarshilik kuchi, r - qarshilik koeffitsiyenti, $\frac{dy}{dt}$ - jismning harakat tezligi, "-" ishora ishqalanish kuchi doimo harakat tezligi yo'nalishiga teskari ekanligini bildiradi. Oy o'q bo'ylab to'g'ri chiziqli so'navchi tebranish uchun Nyutonning II qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_k = -m\omega_0^2 y - r \frac{dy}{dt} \quad (5.4.1)$$

Bu erda y - tebranuvchi kattalik, ω_0 - qarshilik kuchi yo'qligidagi tebranishlar chastotasi yoki tebranuvchi tizimning xususiy chastotasidir. Tenglikning hadlarini m ga bo'lsak quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0 \quad (5.4.2)$$

Bu ifoda erkin so'navchi tebranishlarning differensial tenglamasi deb ataladi. Bu yerda $\frac{r}{m} = 2\beta$, β -so'nish koeffitsiyenti deb ataladi. (5.4.2) tenglamani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0 \quad (5.4.3)$$

Bu tenglamaning yechimi

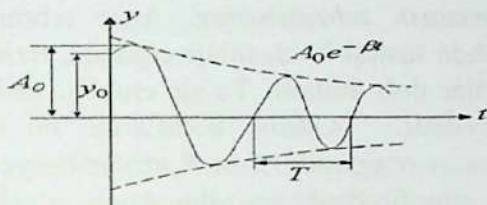
$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi) \quad (5.4.4)$$

dan iboratdir.

Bu yerda, $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ so'navchi tebranishning chastotasidir

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - r^2 / 4m^2}, \quad (5.4.5)$$

Muhitning qarshiligi yo'q holatda ($r=0$) (5)-ifoda tizimning xususiy chastotasiga tenglashadi: $\omega' = \omega_0$. (5.4.4) - funksiya ko'rinishiga qarab, tizimning harakatini ω' chastotali, amplitudasi vaqt bo'yicha o'zgaradigan quyidagi $A(t) = A_0 e^{-\beta t}$ so'navchi tebranish deb qarash mumkin. Bu yerda A_0 -vaqtning boshlang'ich holatidagi tebranish amplitudasidir. 5.4.1-rasmda amplituda va siljishning vaqtga bog'liq egri chiziqlari keltirilgan.



5.4.1-rasm. Erkin so'nuvchi tebranishning amplitudasining vaqtga bog'liq o'zgarishi

Egri chiziqlarning yuqorisi $A(t) = A_0 e^{-\beta t}$ funksiya grafigini belgilaydi. Bu erda A_0 va y_0 boshlang'ich momentdagi amplituda va siljishning qiymatlaridir. Boshlang'ich siljish y_0 o'z vaqtida, A_0 dan tashqari, boshlang'ich fazaga ham bog'liqdir. $y_0 = A_0 \sin \alpha$. Tebranishning so'nish tezligi $\beta = \frac{r}{2m}$ bilan aniqlanadi va u so'nish koeffitsiyenti deb ataladi. Amplituda e marta kamayishga ketgan vaqt $e^{-\beta t} = e^{-1}$, $\tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2m}{r}$ ga tengdir. So'nuvchi tebranishlar davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega'} \quad (5.4.6)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Muhitning qarshiligi sezilarli ravishda kichik bo'lganda ($\beta^2 < \omega_0^2$), tebranish davri xususiy davrga teng bo'ladi: $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$. So'nish koeffitsiyenti ortishi bilan tebranish davri kattalasha boradi. Bitta to'la davrning boshlang'ich va oxirgi holatlariga mos keluvchi amplitudalar nisbati quyidagiga tengdir:

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta T} \quad (5.4.7)$$

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

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta T} = \beta T \quad (5.4.8)$$

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

(5.4.8) - ifodadan siklik chastota ω' xususiy chastota ω_0 dan kichikligi ko'rinib turibdi. Agarda muhitning qarshiligi juda kata $\beta > \omega_0$ bo'lsa, ildiz ostidagi $\omega_0^2 - \beta^2$ ifoda manfiy, siklik chastota esa mavhum bo'ladi. Bu holatda jism davriy bo'lmagan - aperiodik harakat qilaboshlaydi (5.4.1- rasm).

Majburiy mexanik tebranishlar. Agar tebranadigan tizimga doimodavriy rabishda tashqi kuch ta'sir etganda, tizimning tebranishi majburiy tebranishlar deb ataladi. Ta'sir etuvchi tashqi kuch majbur etuvchi kuch deyiladi. Oddiy holatlarda bu kuch garmonik qonuniyatlarga asosan o'zgaradi: $F = F_0 \sin \omega t$ bu yerda F_0 – majbur etuvchi kuchning amplitudasi, ω – shu kuch o'zgarishining siklik chastotasi. Odatda, tebranayotgan tizimga majbur etuvchi kuchdan tashqari, qaytaruvchi kuch $F_k = -ky = -m\omega_0^2 y$ va muhitning qarshilik kuchi $F_c = -rv = r \frac{dy}{dt}$ ta'sir etadi. Bu kuchlarning ta'siri natijasida m massali tebranayotgan tizim Nyutonning II qonuniga asosan a - tezlanish oladi.

$$ma = -ky - rv + F_0 \sin \omega t \quad (5.4.9)$$

Bu ifodaning ikki tarafini m massaga bo'lsak, m tebranayotgan jismning tezlanishi ifodasiga ega bo'lamiz: $a = -\frac{k}{m}y - \frac{r}{m}v + \frac{F_0}{m} \sin \omega t$. Quyidagi almashtirishlardan so'ng $a = \frac{d^2 y}{dt^2}$; $v = \frac{dy}{dt}$; $\frac{k}{m} = \omega_0^2$; $\frac{r}{m} = 2\beta$; $\frac{F_0}{m} = f_0$ majburiy tebranishlarning tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = f_0 \sin \omega t \quad (5.4.10)$$

Bu ifoda ikkinchi tartibli, chiziqli, birjinsli bo'lmagan differensial tenglamadir. Tenglamaning yechimi ikki funksiyaning yig'indisidan iboratdir:

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2})t + A \sin(\omega t + \varphi) \quad (5.4.11)$$

Shunday qilib, majburiy tebranish $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ siklik chastotali so'nuvchi tebranish va ω chastotali garmonik tebranishlar yig'indisidan iboratdir. Avval, $\omega' \neq \omega$ holatda tepkilar hosil bo'ladi, undan keyin birinchi tebranish so'nadi va toza majburiy garmonik tebranish

$$y = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (5.4.12)$$

qoladi. Bu yechimni (5.4.2) ifodaga qo'yib, ayrim o'zgartirishlardan so'ng quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2 A^2 \omega^2 = f_0^2 \quad (5.4.13)$$

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

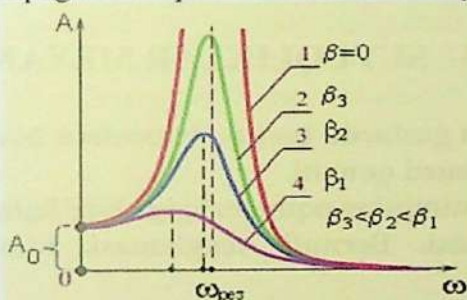
$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (5.4.14)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (5.4.15)$$

Tebranishning amplitudasi va fazasi tizimning ω_0 va β parametrlariga bog'liqdir. ω_0 va β ning aniq qiymatlarida ω chastotani o'zgartirib amplitudaning maksimal qiymatiga erishish mumkin. $\omega \rightarrow \omega_{\text{pe3}}$ bo'lganda majburiy tebranishlar amplitudasining birdaniga oshishi hodisasi - rezonans hodisasi deb ataladi. Rezonans hodisasi sodir bo'ladigan chastota rezonans chastotasi deb ataladi va uni (6) - ifodaning maxraji minimumga erishishi sharti orqali aniqlandi

$$\frac{d}{d\omega} \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} = 0, \quad 4(\omega_0^2 - \omega^2) \cdot \omega + 8\beta^2 \omega = 0, \quad (\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0, \quad \omega_{\text{pe3}} = \sqrt{\omega_0^2 + 2\beta^2}, \quad (5.4.16)$$

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



5.4.2 - rasm. Majburiy tebranishlar amplitudalarining rezonans chiziqlari

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

Nazorat savollari

1. Ggarmonik tebranishlarni va uning tenglamasini tushuntiring.
2. Fizik mayatnik qanday tuzilgan?
3. Tepkili tebranish va uni amplitudasi.

4. So'navchi va majburiy tebranishlar differensial tenglamasi va uni yechimini tushuntiring.

5. So'navchi tebranishda so'nish dekrementini ayting.

6. Rezonans hodisasi tushuntiring.

7. To'liq jarayonining xarakteristikalarini tushuntiring.

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.

2. Douglas C. G. "Fizika"(Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.

3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism-237 b, 2-qism, -316 b.

4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230

5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir"1 t, S 653.

6-MAVZU. SUYUQLIKLAR MEXANIKASI.

1. Suyuqlik va gazlarda bosim. Atmosfera bosim. Suyuqlik va gazlar uchun Arximed qonuni.

2. Suyuqlik bosimining oqim tezligiga bog'liqligi. Suyuqlikning uzluksiz tenglamasi. Bernulli tenglamasi. Statistik fizika va muvozonatli holat.

1. Suyuqlik va gazlarda bosim. Atmosfera bosim. Suyuqlik va gazlar uchun Arximed qonuni.

Biror markazdan qochma mashina diski ustiga silindr jismga suv solib aylantiraylik. U vaqtda ko'rish mumkinki, avvalo suyuqlikning silindr sirtiga yaqin qatlamlari va navbatma-navbat keyingi ichkarigi qatlamlar harakatiga kela boshlaydi. Chunki suyuqlik harakati vaqtida o'zaro qo'shilgan qatlamlar orasida qatlam sirtlariga urinma holatda yo'nalgan qarshilik kuchlari hosil bo'ladi. Bu kuchlarni biz ichki ishqalanish kuchi yoki yopishqoqlik deb aytamiz.

Ichki ishqalanish hodisalari bilan birinchi bo'lib Nyuton shug'ullangan. Uning tekshirishlariga asosan, turli tezlikli suyuqlik

qatlamlari orasidagi ishqalanish kuchlari o'zaro tegibt uruvchi qatlamlar yuzalariga va qatlamdan-qatlamga tezliklarni o'zgarish jadalligiga (tezlik gradientiga) bog'liq bo'ladi.

Tezlik gradienti:

$$N = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta r} \quad (6.1.1)$$

birligi $\frac{m/s}{m} = 1/s$. Nyuton qonuniga asosan

$$F = \mu SN \quad (6.1.2)$$

S - o'zaro tegishib turgan yuzalar, N - tezlik gradienti, μ - suyuqlik turiga temperaturasi va bosimiga bog'liq bo'lgan yopishqoqlik koeffitsienti. (6.1.2) formula gazlarga ham tegishlidir.

$$\mu = \frac{F}{SN} \quad (6.1.3)$$

Demak, yopishqoqlik koeffitsienti son jixatidan birlik yuza bilan ta'sirlashuvchi hamda birlik tezlik gradientiga mos keluvchi yopishqoqlik kuchiga teng ekan. SI: $N/s/m^2$.

Ya'ni SI tizimida yopishqoqlik koeffitsienti qilib $1N \text{ sek}/m^2$ qabul qilingan. U tezlik gradienti $1s^{-1}$ ga teng bo'lganda, $1m^2$ yuza qatlami ta'sirlashishida hosil bo'luvchi suyuqlikni yopishqoqlik koeffitsientidir. SGS sistemasida: $1 \text{ puaz} = 1 \text{ dina} \cdot 1 s/1sm^2$, $1 N s/m^2 = 10 \text{ pz}$. μ ga ko'pincha absolyut yopishqoqlik koeffitsienti deb yuritiladi.

Agar μ ni suyuqlikni yoki gazni zichligi ρ ga bo'lsak:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (6.1.4)$$

ga suyuqlik yoki gazlarni kinematik yopishqoqlik koeffitsienti deyiladi.

Kinematik yopishqoqlik koeffitsienti birligi qilib SGS tizimida Stoks (st) qabul qilingan: $1 St = 1pz/1g/sm^3 = 1sm^2/s$.

1. Stoks shunday suyuqlikning kinematik yopishqoqligidirki bu suyuqlikning absolyut yopishqoqlik koeffitsienti $1 Pz$ bo'lib $1g/sm$ dir. $\frac{1}{\mu}$ ga oquvchanlik koeffitsienti deyiladi, μ - temperaturaga juda bog'liq temperatura ortishi bilan keskin pasayadi.

6.1.1.-jadval. Oquvchanlik koeffitsientining haroratga bog'liqligi.

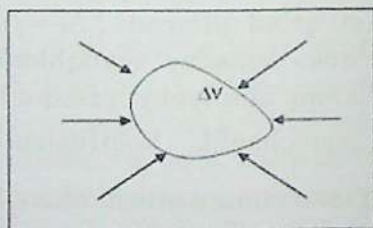
Suv		Glitserin	
$t, ^\circ C$	$\mu \cdot 10^{-2}, Pz$	$t, ^\circ C$	μ, Pz
0	1,797	0	121,00
15	1,140	20	14,80
20	1,004	30	6,00
50	0,551	50	1,80
80	0,357	100	0,13
100	0,284	200	0,0022

Ko'pchilik suyuqliklarni absolyut nol temperaturaga yaqin temperaturalarda yopishqoqliklari nolga teng. Bunga o'ta oquvchanlik deyiladi. O'taoquvchanlik bo'yicha akademik P.L. Kapitsa ishlab geliyning «O'taoquvchanlik» xossasini o'rgandi. Geliyni - 271 °C da yopishqoqligi nolga teng. Bu soxada L.D.Landau va N.N.Bogolyubovlarni ham xizmati kattadir. Hidrostatikaning asosiy vazifalaridan biri tinch turgan suyuqliklar ichidaga bosimlarni o'rganishdan iborat. Suyuqliklar qo'shni qoplamlarga nisbatan harakatlanganlikka ega bo'lganligi va nisbiy harakatda qatnashganligi sababli barcha suyuqlik uchun emas, balki suyuqlikning qandaydir qismi uchun muvozanat holatlarni aniqlash mumkin. Faraz qilamiz biror hajmi ΔV ga teng bo'lgan qismini olib qaraylik. Bunday hajmli suyuqlik bo'lagiga ikkita kuch: birinchidan o'zining massaviy (hajmiy) og'irlik kuchi.

$$\overline{F_{og}} = \rho g \Delta V \quad (6.1.5)$$

ta'sir etsa, ikkinchidan shu bo'lakni barcha tomonidan qo'yilgan sirtiy kuch ta'sir tadi. (F_{sirt}). Agar $\overline{F_{og}} + \overline{F_{sirt}} = 0$; bo'lsa suyuqlik berilgan hajmi muvozanatda turadi.

6.1.1-rasm. Suyuqlikning dV qismiga ta'sir etuvchi kuchlar.



Demak tinch turgan suyuqlikning ajratib olingan qismi unga ta'sir etuvchi sirtqi kuchlar bilan og'irlik kuchlari o'zaro teng bo'lganda, bu kuchlar o'zaro qarama-qarshi yo'nalib suyuqlik massa markazi orqali o'tganlarida muvozanat holatida bo'ladi.

2. Suyuqlik bosimining oqim tezligiga bog'liqligi. Suyuqlikning uzluksiz tenglamasi. Bernulli tenglamasi. Statistik fizika va muvozonatli xolat.

Suyuqlikni siqilishi natijasida ichki bosim P hosil bo'ladiki, u muvozanat holatda Blez Paskal (1626-1666) qonuniga bo'ysunadi: tinch turgan suyuqlikning (gazning) ixtiyoriy joyida hamma yo'nalishlar bo'ylab bosim bir xil bo'ladi. Suyuqlikning (gazning) tashqi bosimi butun hajm bo'ylab bir xil beriladi.

Shuni eslatib o'tish kerakki suyuqliklarda Arximed kuchi deb ataluvchi ko'taruvchi kuch ham hosil bo'ladi.

Arximed (mil.avv. 287-212 yillar) qonuniga ko'ra: Ixtiyoriy suyuqlik (gaz) ga tushirilgan jismga shu jism siqib chiqargan gazning yoki suyuqlikning og'irligiga teng va siqib chiqarilgan suyuqlik yoki gazning massa markazidan (og'irlik markazidan) o'tuvchi kuch ta'sir etadi.

Arximed kuchi tushirilgan jismning barcha qismlarida bosim bir xil emasligidan kelib chiqadi.

$$F_{Arx} = -\rho g V = -m \vec{g} \quad (6.2.1)$$

Agar suyuqliklar yopishqoqlikka ega bo'lmasalar ularga ideal suyuqliklar deyiladi.

Agar oqayotgan suyuqlikni xarakterlovchi kattaliklar: harakat tezligi, suyuqlik zichligi, temperaturasi o'zgarmasdan qolsa (aniq nuqtalarda) bunday oqim statsionar oqim deyiladi.

Suyuqlik va gazlardan shunday chiziqlar o'tkazish mumkinki, bu chiziqlarni yo'nalish suyuqlikni har bir nuqtasida oqim tezligi bilan mos keladi. Bu chiziqlarga oqim chiziqlari deyiladi.

Suyuqlik yoki gazni oqim chiziqlari bilan qoplab olingan qismi oqim trubasi nomini olgan.

Statsionar oqim paytida nayning ixtiyoriy kesimi orqali vaqt birligida oqib o'tayotgan suyuqlik miqdori o'zgarmas kattalikdir.

$$Q = \rho \vartheta s = \text{const} \quad (6.2.2)$$

ρ – suyuqlik zichligi; ϑ – oqim tezligi; s – ko'ndalang kesim yuzasi.

Har ikkala kesim uchun:

$$\rho_1 v_1 S_1 = \rho_2 v_2 S_2 \quad (6.2.3)$$

$\rho_1 = \rho_2$ bo'lgani sababli

$$\vartheta_1 S_1 = \vartheta_2 S_2 \quad (6.2.4)$$

yoki

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{S_1}{S_2} \quad (6.2.5)$$

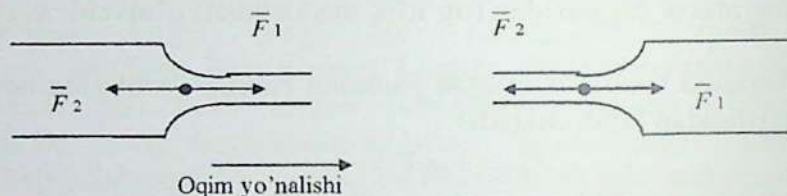
Demak nay bo'ylab suyuqlikni oqim tezligi uning ko'ndalang kesimlariga teskari mutanosib bo'lar ekan.

Faraz qilamiz bizga biror oqim nayi berilgan bo'lsin unda oqayotgan suyuqlik bosimlarini tekshiraylik.

Oqayotgan suyuqliklar bosimi haqida Rossiyada bir necha yil ishlagan fizik Daniil Bernulli (1700-1782) va Rossiyada o'ttiz yildan ortiq ishlagan mashhur olim Eyler (1707-1783) ishlari mavjuddir. Faraz qilaylik quyidagi (a,b) shakldagi naylar berilgan:

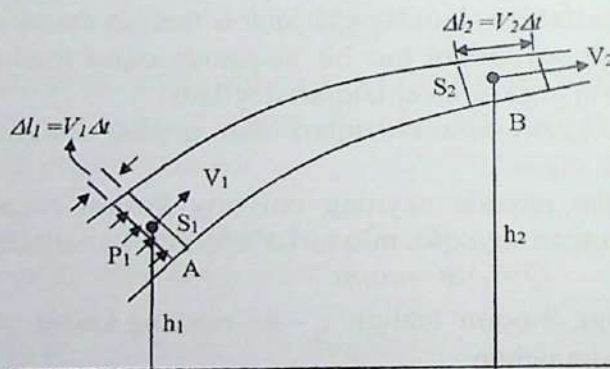
a) holatda $\bar{F}_2 > \bar{F}_1$ bo'lgani uchun tezlik oshadi.

b) holatda $\bar{F}_2 < \bar{F}_1$ bo'lgani uchun tezlik kamayadi.



6.2.1-rasm. Turli yuzali trubalarda suyuqlik oqimi.

Bizga biror oqim nayi berilgan bo'lsin. Uni ikkita ko'ndalang kesimni olib ko'raylik:



6.2.2-rasm. Trubaning turli yuzali qismida suyuqlik oqimi.

Naydan yetarlicha kam hajmli (ΔV) va Δm massali suyuqlikni holatini olib tekshiraylik hajmlar kichikligi sababli S_1 va S_2 larni o'zgaras deb qarash mumkin.

Qandaydir Δt vaqt ichida suyuqlik A holatdan B holatga siljidi deylik, Δm suyuqlikning siljishi S_1 va S_2 kesimlardagi tashqi bosim kuchlarining farqi natijasida vujudga keladi.

Bu kuchlar S_1 kesimda $F_1 = P_1 S_1$, S_2 kesmada $F_2 = P_2 S_2$ ga teng.

Δt vaqt mobaynida suyuqlik S_1 kesimda $\Delta l_1 = v_1 \Delta t$, S_2 kesmada $\Delta l_2 = v_2 \Delta t$ masofalarga siljiydi. Bunda bajarilgan ishlar farqi:

$$\Delta A = F_1 \Delta l_1 - F_2 \Delta l_2 = P_1 S_1 v_1 \Delta t - P_2 S_2 v_2 \Delta t = P_1 \Delta V - P_2 \Delta V$$

ikkinchi tomondan bajarilgan bu ish uchun tizim to'liq energiyasidan

$$\Delta E = (\Delta m g h_2 + \frac{\Delta m v_2^2}{2}) - (\Delta m g h_1 + \frac{\Delta m v_1^2}{2})$$

miqdorda sarf bo'ladi: $\Delta A = \Delta E$

$$P_1 \Delta V - P_2 \Delta V = (\Delta m g h_2 + \frac{\Delta m v_2^2}{2}) - (\Delta m g h_1 + \frac{\Delta m v_1^2}{2})$$

yoki

$$P_2 \Delta V + \Delta m g h_1 + \frac{\Delta m v_1^2}{2} = P_1 \Delta V + \Delta m g h_2 + \frac{\Delta m v_2^2}{2}$$

yoki

$$P \Delta V + \Delta m g h + \frac{\Delta m v^2}{2} = \text{const} \quad (6.2.6)$$

agar (11) chini ΔV ga bo'lib chiqsak

$$P + \rho g h + \rho \frac{v^2}{2} = \text{const} \quad (6.2.7)$$

Bu yerda $\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}$ -suyuqlik zichligi (12) tenglama Bernulli tenglamasidir.

Bundan

$P = P_{st}$ - statik bosim

$P_{gidr} = \rho g h$ -gidrostatik bosim

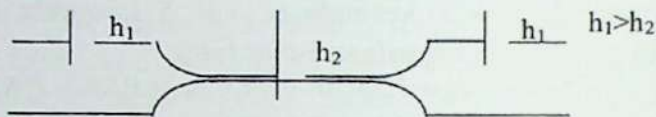
$P_{din} = \rho \frac{v^2}{2}$ - dinamik bosim

Demak, Bernulli tenglamasiga asosan: ideal suyuqlikning stasionar oqimi paytida statik, dinamik va gidrostatik bosimlar yig'indisidan iborat bo'lgan to'liq bosim, oqimning har qanday ko'ndalang kesmada o'zgaras kattalik sifatida saqlanadi.

Gorizontaal truba uchun:

$$P + \frac{\rho g^2}{2} = P_{st} + P_{din} = const \quad (6.2.8)$$

Demak, gorizontaal naylar orqali yopishqoq bo'lmagan suyuqliklar oqqanida statik bosim qayerda tezlik katta bo'lsa o'sha joyda oshadi va aksincha.



6.2.3-rasm. Trubaning tor qismida suyuqliklarning oqimi.

Naylarni siqilgan tor qismlarida suyuqlikni tez oqishi, u yerda bosimni kamaytirib, so'ruvchanlik qobiliyatini vujudga keltiradi.

Statik bosimni o'lchash to'g'ri nay yordamida amalga oshirilish mumkin.

Agar ikkita nayni, ya'ni bitta to'g'ri va bitta uchi qayrilgan nayni bir joyga qo'yib ularni U simon manometr bilan ulasak u dinamik bosimini ko'rsatadi (Pito nayi).

$$P_{din} = \frac{\rho g^2}{2} \quad \text{bu yerda} \quad g = \sqrt{\frac{2P_{din}}{\rho}}$$

Sinov savolari:

1. Gazlar va suyuqliklarni molekulyar tuzulishi nuqtai nazaridan xususiyatlarini bayon eting.
2. Suyuqlik va gazlardagi kinematik va dinamik yopishqoqlik koeffitsientlar muhitini tushuntiring.
3. Suyuqliklarning stasionar oqimi deb nimaga aytiladi?
4. Oqim nayi deb nimaga aytiladi?
5. Stoks qonuni mohiyatini tushuntiring.
6. Arximed va Paskal qonunlari mohiyatini tushuntiring.
- Uzluksizlik tenglamasi nimani tasdiqlaydi?
7. Bernulli tenglamasi ifodasini yozing va tahlil eting.
8. Bernulli tenglamasini qo'llanishiga misollar keltiring.

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika"(Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.

3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism-237 b, 2-qism, -316 b.

4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230

5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir"1 t, S 653.

7-MAVZU. MOLEKULYAR KINETIK NAZARIYANING ASOSIY QONUNLARI VA TENGLAMALARI.

1. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy qoidalari. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari.

2. Gaz molekulalarining issiqlik xarakati tezligi va energiyasi bo'yicha Maksvell taqsimoti. Barometrik formula.

3. Boltsman taqsimoti. Gaz molekulalarining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugirish yo'li. Ideal gaz ichki energiyasi.

4. Ideal gaz qonunlari. Izojarayonlar. Ideal gaz xolat tenglamasi. Ichki energiya o'zgarishi.

5. Termodinamik ish. Issiqlik miqdori. Termodinamika qonunlari.

1. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy qoidalari. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari.

Molekulyar-kinetik nazariya haqida ma'lumot. Molekulyar fizika fizikaning bir bo'limi bo'lib, moddaning tuzilishi va xossalarini molekulyar-kinetik tasavvurlarga asoslanib o'rganadi. Bu tasavvurlarga asos turli agregat holatidagi har qanday jismlar juda mayda zarralardan – atom va molekulalardan iborat. Barcha moddalarning molekulalari tartibsiz harakatda bo'ladi. Bu harakatning jadalligi asosan haroratga bog'liq.

Molekulalar xaotik harakat qilishining bevosita dalili Broun xarakatidir. Elementar fizikadan ma'lumki, Broun zarralari molekulalarning tartibsiz turtkilar ta'siri ostida harakat qiladi.

Molekulyar-kinetik nazariyaning maqsadi jismlarning bevosita tajribada kuzatilgan xossalarini (bosim, harorat va x.k.) molekulalar

ta'sirining umumiy natijasi sifatida talqin qilishdan iborat. Bunda bu nazariya ayrim molekulalarning harakati bilan emas, balki zarralarning juda katta to'plami harakatini xarakterlaydigan faqat o'rtacha miqdorlar bilangina ish ko'rib, statistik metoddan foydalanadi. Shuning uchun molekulyar-kinetik nazariya statistik fizika deb ham yuritiladi.

Jismlarning har xil xossalari va modda holatining o'zgarishlarini termodinamika ham o'rganadi. Lekin molekulyar-kinetik nazariyadan farqli ravishda termodinamika jismlarning va tabiat hodisalarining makroskopik xossalari ularning mikroskopik manzarasiga e'tibor qilmay o'rganadi.

Tizimning holati. Tekshirilayotgan jismlar to'plamini biz jismlar tizimi deb yoki qisqacha tizim deb ataymiz. Masalan, suyuqlik va u bilan muvozonat holatdagi bug' tizimga misol bo'la oladi. Xususiyl holda tizim bitta jismdan ham iborat bo'lishi mumkin.

Har qanday tizim temperaturasi, bosimi, hajmi va hokozo parametrlari bilan farq qiluvchi turli xil holatda bo'lishi mumkin. Tizimning holatini xarakterlaydigan bunday kattaliklar holat parametrlari deb ataladi.

Termodinamik tizim – makroskopik jismlar majmuasidan iborat bo'lib, bu jismlar doimo o'zaro ta'sirlashadilar va nafaqat o'zaro, balki tashqi muxit bilan ham energiya almashib turadilar.

Termodinamik tizimda holat parametrlaridan biri o'zgarishi bilan bog'liq har qanday o'zgarishlar termodinamik jarayon deb ataladi. Agarda holat parametrlari vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lsa makroskopik tizim termodinamik muvozonat holatda deb hisoblanadi.

Biror parametr hamma vaqt ham aniq bir qiymatga ega bo'lavermaydi. Masalan, agar jismning har xil nuqtalarida temperaturasi bir xil bo'lmasa, u holda jismning T harorati (parametri) ma'lum bir qiymatga ega bo'lmaydi. Bu holda holat muvozonatsiz holat deb ataladi. Agar bunday jism boshqa jismlardan ajratilib, o'z holiga qo'yilsa, u holda jism temperaturasi tenglashib, bir xil T_0 haroratga ega bo'ladi va jism yangi muvozonat holatiga o'tadi. Jism tashqaridan ta'sir natijasida muvozonat holatidan chiqarilmaguncha u T_0 haroratga teng holatda turaveradi. Boshqa parametrlar ham, masalan, P bosim ham o'zini shunday tutishi mumkin.

Shunday qilib, tizimning muvozonat holati deb shunday holatga aytiladiki, bu holatda tizimning barcha parametrlari tayinli bir qiymatga

ega bo'ladi va bu qiymatlar tashqi sharoit o'zgarmas ekan, istalgancha uzoq vaqt davomida o'zgarmay qolaveradi.

Tizimning bir holatidan boshqa holatiga o'tishiga jarayon deyiladi. Har qanday jarayon yuz berayotganda, tizim muvozonatsiz holatlardan birin-ketin o'tadi. Buni quyidagi misolda ko'rish mumkin. Silindrik idishda porshen ostida gaz turgan bo'lsin. Agar porshen ichkariga sekin itarilsa, u holda muvozonat arzimagan darajada buziladi va gaz hajmining har xil nuqtalardagi bosim biror o'rtacha P qiymatdan juda oz farq qiladi. Gaz nihoyat darajada sekinlik bilan siqilgan pirovard holatda gaz har bir paytda bosimning ma'lum bir qiymati bilan xarakterlanadi. Binobarin, bu holda gazning holati har bir paytda muvozonat holat va cheksiz sekin o'tadigan jarayon muvozonat holatlar ketma-ketligidan iborat bo'ladi.

Muvozonat holatlarning uzluksiz ketma-ketligidan iborat bo'lgan jarayon muvozonatli jarayon deb ataladi.

Endi molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tushunchalari bilan tanishaylik. Ma'lumki, molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy qoidalari quyidagilardan iborat:

- barcha moddalar mayda zarralar – atom va molekulalardan tuzilgan;
- bu zarrachalar xaotik, tartibsiz harakat qiladi;
- zarrachalar (atom va molekulalar) orasida o'zaro tortishish va itarilish kuchlari ta'sir etadi.

Molekulyar-kinetik nazariyaning to'g'riligini Broun harakati, diffuziya va boshqa hodisalar to'la tasdiqlaydi.

Broun harakati deb, suyuqlik yoki gazlarda muallaq holatdagi qattiq va erimaydigan zarrachalarning shu suyuqlik yoki gaz molekulalari ta'siridagi tartibsiz (uzluksiz xaotik) harakatiga aytiladi.

Diffuziya deb, bir modda molekulalarining ikkinchi modda molekulalari ichiga kirib borishi jarayoniga aytiladi. Diffuziya gazlarda tez, suyuqliklarda esa sekin boradi. Harorat ortishi bilan diffuziya intensivlashadi.

Maktab fizika va kimyo kursidan atom va molekulaga berilgan ta'riflarni eslaylik. *Atom - muayyan kimyoviy* elementning barcha xususiyatlarini o'zida saqlaydigan eng mayda zarracha.

Molekula - muayyan moddaning barcha kimyoviy xossalriga ega bo'lgan eng mayda zarracha.

Moddaning nisbiy molekulyar (yoki atom) massasi deb, shu molekula (yoki atom) massasining uglerod atomi massasining 1/12 qismiga teng bo'lgan nisbatiga aytiladi. Ya'ni $\mu = \frac{m_0}{(1/12) \cdot m_{oc}}$.

Modda miqdori: Modda miqdori deb jism massasining shu jism molekulyar massasiga nisbati bilan o'lchanadigan kattalikka aytiladi. Ya'ni

$$\nu = \frac{m}{\mu} = \frac{N}{N_A} \quad (7.1.1)$$

bu ifodadan jismdagi atom yoki molekular sonini topish mumkin.

$$N = \frac{m}{\mu} N_A \quad (7.1.2)$$

bu yerda m -modda massasi.

Modda miqdorining o'lchov birligi qilib *XBS* da 1 mol qabul qilingan. 1 mol – moddaning shunday miqdoriki, undagi molekula va atomlar soni massasi 0,012 kg bo'lgan ugleroddagi atomlar soniga teng. Istalgan moddaning bir molida molekular soni bir xil bo'ladi. **Avagadro soni** $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$ ga teng.

Bir xil temperatura va bir xil bosimda istalgan gazlarning teng hajmlaridagi molekular soni bir xil bo'ladi. Avagadro soni va moddaning molekular massasini bilgan holda bitta molekulaning massasini topish mumkin, u

$$m_0 = \frac{\mu}{N_A} = \frac{m}{N} \quad (7.1.3)$$

ga teng.

Avagadro qonuni. Bir xil harorat va bosimda har qanday gazning bir mol massasi bir xil hajmni egallaydi. Normal sharoitda 1 mol gaz massasining hajmi $V = 0,0224 \text{ m}^3 / \text{mol}$ ga teng.

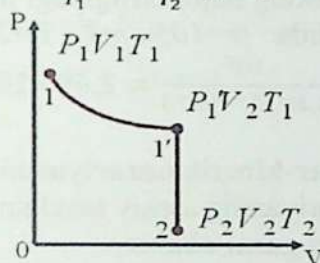
Ideal gaz holat tenglamasi. Ideal gaz qonunlariga asosan ma'lum massali gaz holati uning uchta termodinamik parametri bilan belgilanadi; P - bosim, V - hajm va T - temperatura. Bu parametrlar biri-biri bilan holat tenglamasi deb ataladigan aniq bog'lanishga ega: $f(P, V, T) = 0$ bu yerda uchta o'zgaruvchilardan biri qolgan ikkitasining funksiyasidir.

Boyl - Mariott, Gey - Lyussak va Sharl qonunlarini umumlashtirib fransuz fizigi Klayperon ideal gazning xolatlar tenglamasini keltirib chiqardi. Masalan, ma'lum massali gaz T_1

temperaturada V_1 hajmni egallagan bo'lib, P_1 bosimga ega bo'lsin. Shu gaz boshqa holatda $P_2 V_2 T_2$ termodinamik parametrlarga ega bo'ladi (6-rasm). Gaz 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil jarayon orqali o'tadi deb hisoblaymiz: (1 - 1') – izotermik va (1' - 2) – izoxorik jarayonlar orqali. Boyle-Mariott va Gey-Lyussak qonunlariga asosan quyidagiga ega bo'lamiz

$$P_1 V_1 = P_2 V_2, \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (7.1.4)$$

P_1 parametrni qisqartirsak $\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}$ ga ega bo'lamiz.



7.1.1 – rasm. Termodinamik tizimni izotermik jarayondan izoxorik jarayonga o'tishi.

1 va 2 - holatlar ixtiyoriy olingani uchun, berilgan massali gaz uchun PV/T nisbat doimiy bo'ladi:

$$\frac{PV}{T} = R = \text{const} \quad (7.1.5)$$

bu ifoda Klayperon tenglamasi deb ataladi. Bu erda R – gaz doimiysidir va u har xil gazlar uchun har xildir. Klayperon va Avogadro tenglamalarini umumlashtirib bir molyar hajm V_m uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$PV_m = RT, \quad (7.1.6)$$

Shuning uchun R – molyar gaz doimiysi deb ataladi. Normal sharoitlarda $R_0 = 1,03 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273,15 \text{ K}$, $V_m = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$ bo'lgan holda. $R = 8,31 \text{ Dj/molK}$ ga teng bo'ladi. Endi istalgan massali gazlarni olsak, ularning hajmini molyar hajm bilan quyidagicha bog'lasak bo'ladi: $V = \frac{m}{\mu} V_m$ bu yerda μ – molyar massa, u xolda m – massali gaz uchun holat tenglamasini quyidagicha yozish mumkin.

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (7.1.7)$$

Bolsman doimiysi $k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ ga teng bo'lgani uchun

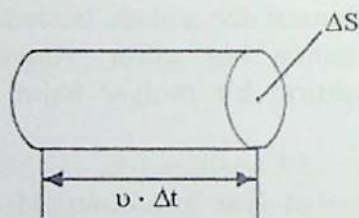
(7.1.7) – ifodani shunday ko'rinishda qayta yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V_\mu} RT = \frac{kN_A T}{V_\mu} = nkT \quad (7.1.8)$$

bu yerda k -bitta molekulaning issiqlik harakati energiyasidir, n -gaz molekulalarining konsentratsiyasidir. Shunday qilib, gazlarning holat tenglamasi $P=nkT$ dan iborat va undan ko'rinib turibdiki, ideal gazning bosimi berilgan temperaturada gaz molekulalarining konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional ekan. Bir xil temperatura va bosimda barcha gazlar bir xil miqdordagi molekulalarga ega bo'ladilar. Bir xil bosim va haroratda har qanday gazning hajm birligidagi molekulalar soni bir xil bo'ladi. Normal sharoitda ($r=105n/m^3$, $T=273$ K) $1m^3$ gazdagi molekulalar soni $n_0 = \frac{10^5}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 273} = 2,69 \cdot 10^{25} 1/m^3$ bu Loshmid sonidir.

Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarish uchun, bir xil atomli ideal gazni olamiz.

Gaz molekulalari tartibsiz harakat qiladi, bir-biri bilan o'zaro to'qnashish soni idish devori bilan urilish sonidan juda kichik va bu to'qnashishlar mutlaq elastik deb faraz qilamiz. T temperaturada gaz joylashgan idish devoridan ma'lum dS elementar yuzani ajratamiz va bu yuzaga tasir etayotgan bosimni hisoblashga harakat qilamiz (7.1.2-rasm).



7.1.2- rasm. dS yuzada harakatlanayotgan molekula.

Yuzaga perpendikulyar harakat qilayotgan molekulalar har bir urilganda yuzaga quyidagicha impuls beradi: $m_0 v - (-m_0 v) = 2m_0 v$ bu yerda m_0 - molekula massasi, v - uning tezligi. dt vaqt ichida dS yuzaga asosi dS va balandligi $v \cdot \Delta t$ bo'lgan silindr hajmida joylashgan molekulalargina etib kelishi mumkin. Ushbu molekulalar soni $ndSv \cdot \Delta t$ ga teng, bu yerda n molekulalar konsentratsiyasi. Ammo, real sharoitlarda, dS yuzaga molekulalar har xil burchak ostida kelib uriladi va har xil tezliklarga ega buladi, uning ustiga har bir to'qnashishda

molekulalar tezligi o'zgarib turadi. Molekulalarning tartibsiz harakatiga tegishli tezlik, harakat energiyasi va idish devoriga uzatadigan bosimini hisoblashni soddalashtirish uchun uchta bir-biriga perpendikulyar yo'nalishlar bo'yicha harakatlarni inobatga olamiz. Istalgan vaqtda har bir yo'nalishda molekulalarning $1/3$ qismi harakatlanadilar, uning yarmi esa (ya'ni $1/6$ qismi) ΔS yuzaga kelib uriladi. U holda berilgan yo'nalishda harakat qilayotgan molekulalarning ΔS yuzaga urilish soni $\Delta N = \frac{1}{6}N = \frac{1}{6}n \cdot \Delta S \cdot \nu \cdot \Delta t$ ga tengdir. Bu yerda $N = n \cdot V = n \cdot \Delta S \cdot \nu \cdot \Delta t$.

Bu molekulalarning yuza bilan to'qnashganda beradigan impulsi quyidagiga teng bo'ladi: $\Delta K = \frac{1}{3}n \cdot m_0 \nu^2 \cdot \Delta S \cdot \Delta t$. Idish devoriga ta'sir qilayotgan bosim

$$P = \frac{\Delta K}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m_0 \nu^2 \quad (7.1.9)$$

ga teng bo'ladi.

Agar, gaz V hajmda $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$ tezliklar bilan harakatlanayotgan N molekulalarga ega bo'lsa, u holda barcha gaz molekulalar majmuasini xarakterlash uchun o'rtacha kvadrat tezlikni ko'rib chiqish maqsadga muvofiq bo'ladi:

$$\bar{\nu}_{\text{kg}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \nu_i^2} \quad (7.1.10)$$

U holda (7.1.9) - ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$P = \frac{1}{3}n \cdot m_0 \bar{\nu}_{\text{kg}}^2 \quad (7.1.11)$$

Bu ifoda ideal gazlar molekulyar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi deb ataladi. $n = \frac{N}{V}$ ekanligini hisobga olsak

$$PV = \frac{1}{3}N \cdot m_0 \bar{\nu}_{\text{kg}}^2,$$

yoki

$$PV = \frac{2}{3}N \cdot m_0 \frac{\bar{\nu}_{\text{kg}}^2}{2} = \frac{2}{3}N \bar{W},$$

yoki

$$P = \frac{2}{3}n_0 \cdot \bar{W} \quad (7.1.11)$$

Bu yerda $\bar{W}$ —barcha gaz molekulalari ilgarilanma harakat kinetik

energiyasining yig'indisidir. Gaz massasi $m=Nm_0$ bo'lgani uchun, (7.1.11) – tenglamani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$PV = \frac{1}{3} m \overline{v_{\kappa\theta}^2} \quad (7.1.12)$$

1 mol gaz uchun $\mu=m_0 N_A$ dir. Shuning uchun $PV_m = \frac{1}{3} \mu \overline{v_{\kappa\theta}^2}$ bu yerda V_m – molyar hajm. Boshqa tarafdin $PV_m=RT$ ga teng bo'lgani sababli $RT = \frac{1}{3} \mu \overline{v_{\kappa\theta}^2}$ yoki $\overline{v_{\kappa\theta}^2} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$, $\mu=m_0 N_A$ va $k = \frac{R}{N_A}$ bo'lgani uchun

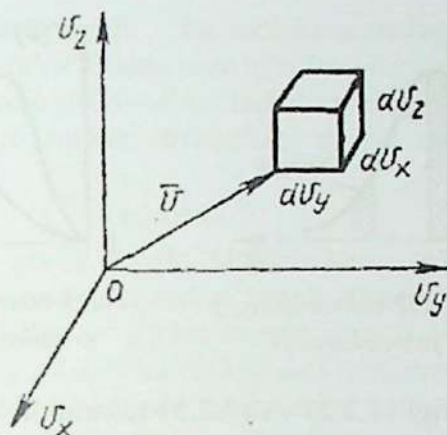
$$v_{\kappa\theta} = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (7.1.13)$$

2. Gaz molekulalarining issiqlik xarakati tezligi va energiyasi bo'yicha Maksvell taqsimoti. Barometrik formula.

Tezliklar bo'yicha molekulalarning taqsimotini keltirib chiqarish uchun quyidagi misoldan foydalanamiz: molekulalar tezliklarini Dekart koordinatalar sistemasi markazidan boshlanuvchi v_x, v_y, v_z vektorlar bilan tasvirlaymiz (37- rasm). Bu sistemada tezlik vektorining kattaligi va yo'nalishi vektor tugaydigan nuqtaning holati bilan aniqlanadi. Tezlik moduli

$$|v| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}, \quad \text{yoki} \quad |v|^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (7.2.1)$$

v_x, v_y, v_z koordinatalar sistemasi bilan tezliklar fazosi deb ataluvchi $dv_x dv_y dv_z$ ga teng bo'lgan hajm elementi ajratiladi.



7.2.1- rasm. Koordinatalar sistemasi

$f(v_x) = \frac{dN}{N dv_x} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}$ ko'rinishidagi uchta funksiya ko'paytmasi $f(v_x) \cdot f(v_y) \cdot f(v_z)$ molekulaning tezliklar fazosi hajmiga tushish ehtimolligini aniqlaydi:

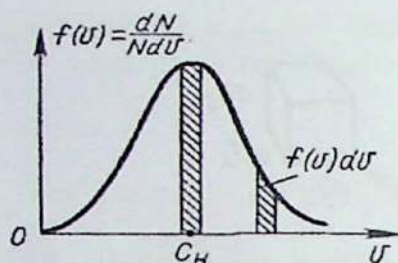
$$f(v_x) \cdot f(v_y) \cdot f(v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} \quad (7.2.2)$$

Bu funksiya faqat tezlik moduliga bog'liqligidan, uning o'ng tomonini aniqlash uchun quyidagicha ish tutamiz: koordinata boshi atrofida tezliklar fazosida radiuslari v va $v+Qdv$ bo'lgan ikkita sfera ajratamiz. Ko'rsatilgan sferalar orasidagi shar qatlam hajmi $4\pi v^2 dv$ ga teng. Ajratilgan shar qatlamda ma'lum sonli molekulalar tezlik vektorlari tugaydi. Bu sonni dN bilan belgilab, (7.2.2) kabi tezliklar fazosining birlik hajmiga molekulalarni tushishi ehtimolligini aniqlaydigan $\frac{dN}{N 4\pi v^2 dv}$ nisbatni kiritamiz. (7.2.2) ning o'ng tomonini hosil qilingan nisbatga tenglab va (7.1.1) ni hisobga olgan holda,

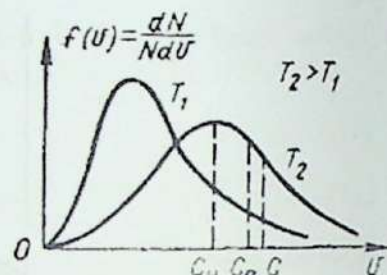
$$f(v) = \frac{dN}{N dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{\left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (7.2.3)$$

ekanligini topamiz.

(7.2.3) tenglamani birinchi bo'lib Maksvell keltirib chiqargan va u gazsimon va suyuq holatdagi moddalar molekulyar nazariyasida fundamental qiymatga egadir. (7.2.3) funksiya molekulaning birlik tezlik intervali (v dan $v+1$ gacha) da bo'lish ehtimolligini aniqlaydi.



7.2.2-rasm Tezlik vektorining x o'qidagi proyeksiyasi



7.2.3-rasm Tezlik vektorining x o'qidagi proyeksiyasining ko'chishi

Funksiya grafigi (7.2.2) va (7.2.3)-rasmlarda ko'rsatilgan. (7.2.2) rasm tezlik vektorlari uchlarining X o'qidagi proyeksiyalarining taqsimlanishini ifodalaydi, (7.2.3) rasm esa tezlik vektorlarining, ularning boshi bir nuqtaga keltirilganida va ularning hammasi v o'qda musbat yo'nalishga aylantirilganda, chekka nuqtalari proyeksiyalarining taqsimotini ifodalaydi. Kutilganidek, (7.2.3) funksiya $v \rightarrow 0$ va $v \rightarrow \infty$ da nolga intiladi, yani tinchlangan molekulalarni yoki juda katta tezlik bilan harakatlanuvchi molekulalarni topish ehtimolligi nolga yaqinlashadi. (7.2.3) dan taqsimot funksiyasining maksimumiga to'g'ri keladigan shunday tezlik mavjudligi ko'rinib turibdi. Bu tezlik eng katta ehtimollik tezlik deyilib, C_e bilan belgilanadi. (7.2.3) funksiyani ekstremumga tekshirib

$$C_H = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (7.2.4)$$

ekanligini topamiz. (7.2.4) ni hisobga olgan holda (7.2.3) ni boshqacha ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{N}{N dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{C_H^3} e^{-\left(\frac{v}{C_H}\right)^2} \quad (7.2.5)$$

Maksvell taqsimoti egri chizig'idan (7.2.2-rasm) foydalanib, grafik tarzda tezliklari berilgan v dan $v+dv$ gacha intervalda yotuvchi molekulalarning nisbiy soni $dN/N=f(v)dv$ ni aniqlash mumkin. Bu rasmda asoslari bir xil, lekin tezliklar o'qining turli yerlarida olingan ikkita shunday interval tasvirlangan (ulardan biri eng katta ehtimolli tezlikni o'z ichiga oladi). Shtrixlangan maydonlarni taqqoslash shuni ko'rsatadiki, agar interval o'z ichiga eng katta ehtimolli tezlikni olgan bo'lsa, bunday intervalda molekulalarni topish ehtimolligi maksimaldir.

Eng katta ehtimolli tezlik – bu molekullarning ko'p ulushi ega bo'lgan tezlik degan ta'rif albatta noto'g'ridir. Haqiqatda, $dN/N=f(v)dv$ bo'lib, $dv \rightarrow 0$ da doimo $dN/N \rightarrow 0$ bo'ladi. Shunday qilib, aniq berilgan tezlikli molekullarni topish ehtimolligi nolga tengdir. (7.2.3) ga muvofiq,

$$\int_0^{\infty} f(v)dv = 1 \quad (7.2.6)$$

(7.2.6) integral grafik tarzda Maksvellning taqsimot funksiyasi (7.2.3) bilan chegaralangan maydon orqali ifodalanadi (7.2.2-rasm). Mos holda tezligi 0 dan ∞ gacha intervaldagi molekullarni topish ehtimolligi birga teng. (7.2.4) va (7.2.6) dan temperatura oshishi bilan Maksvellning taqsimot funksiyasi maksimumi katta tezliklar tomonga siljiydi, maksimumning balandligi esa bunda kamayadi (7.2.4-rasm).

(7.2.3) taqsimotni bilgan holda molekullar issiqlik harakati tezliklarining o'rtacha qiymatini (o'rtacha arifmetik tezlik) va tezlik kvadrating o'rtacha qiymatini topish mumkin.

Molekullar issiqlik harakatining o'rtacha tezligi :

$$C_a = \frac{1}{N} \sum_i v_i \quad (7.2.7)$$

$C_x^2 = \frac{1}{N} \int v_x^2 dN$ ni olish uchun qo'llanilgan muhokamalarni takrorlab:

$$C_a = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN \quad (7.2.8)$$

ni hosil qilamiz. (7.2.3) dan dN ni qo'yib:

$$C_a = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (7.2.9)$$

ga ega bo'lamiz.

Integral $\int_0^{\infty} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv = \frac{1}{2} \left(\frac{2kT}{m}\right)^2$ bo'lgani uchun $C_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ bo'ladi.

O'rtacha kvadratik tezlik uchun $C^2 = \frac{1}{N} \int v^2 dN$ (7.2.3) dan dN ning qiymatini qo'yib: $C^2 = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} v^4 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv$ ga kelamiz. Bu munosabatdagi integral $\frac{3\sqrt{\pi}}{8} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{5}{2}}$ ga teng va shunga muvofiq

$$C^2 = 3kT/m \quad (7.2.10)$$

(7.2.4), (7.2.9) va (7.2.10) dan

$$C : C_a : C_r = \sqrt{3} : \sqrt{\frac{8}{\pi}} : \sqrt{2} \approx 1,2 : 1,1 : 1 \quad (7.2.11)$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, $C > C_a > C_e$. Bunda o'rtacha kvadratik tezlik o'rtacha arifmetik tezlikdan 9% ga va eng katta ehtimollik tezlikdan 22% ga kattadir.

Avvalgi paragrafda berilgan yo'nalishda (X o'qi bo'yicha) molekulalar issiqlik harakatlarining o'rtacha kvadratik va o'rtacha arifmetik tezliklarining qiymatlari topilgan edi. $C_x^2 = \frac{kT}{m}$ formulani

$C_{ax} = \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} v_x e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv$ formula bilan solishtirib:

$$\text{a) } C = \sqrt{3}C_x \quad \text{b) } C_a = 4C_{ax} \quad (7.2.12)$$

ga ega bo'lamiz.

Molekulyar-kinetik nazariyaning juda muhim natijasi temperatura bilan molekulalar ilgarilanma harakati o'rtacha energiyasi orasida bog'liqlikni o'rnatishdir. Shunday (7.2.10) dan

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (7.2.13)$$

kelib chiqadi.

(7.2.13) ga binoan molekulalar ilgarilanma harakati kinetik energiyasining o'rtacha qiymati termodinamik temperaturadan faqatgina $3/2 k$ ko'paytmaga farq qiladi. Shunday qilib, *termodinamik temperatura – bu molekulalar ilgarilanma harakati o'rtacha energiyasiga proporsional kattalikdir.*

A va B jismlar bir xil temperaturaga ega ekanligi shuni bildiradiki, A va B jism molekulalarining issiqlik harakatlari o'rtacha energiyalari bir xil bo'ladi. A jism B jismdan ko'proq qizitilgan deganda, A jism molekulasi B jism molekulasiga nisbatan o'rtacha kattaroq issiqlik harakati energiyasiga egaligi tushuniladi.

3. Boltsman taqsimoti. Gaz molekulalarining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugirish yo'li. Ideal gaz ichki energiyasi.

Tashqi kuchlar bo'lmaganda gaz molekulalarining muvozanat holatidagi konsentrasiyasi hamma yerda birday bo'ladi. Biroq kuch maydonlari bo'lganida bunday bo'lmaydi. Masalan, og'irlik kuchi maydonida joylashgan ideal gazning konsentrasiyasi balandlik ortishi bilan quyidagi qonun asosida kamayib boradi:

$$n = n_0 e^{-\frac{m_0 g x}{kT}} \quad (7.3.1)$$

bu yerda n va n_0 - oralaridagi masofa farqi x ga teng bo'lgan nuqtalardagi hajm birligidagi molekular soni, $m_0 g x$ - kattalik molekulaning x balandlikdagi potensial energiyasini bildiradi. Agar og'irlik kuchi o'rinda biror boshqa kuch ta'sir qilsa ham molekularning potensial energiya bo'yicha taqsimlanish xarakteri o'zgarmaydi.

Agar gaz yoki o'zini gazga o'xshab tutuvchi har qanday zarrachalar qandaydir kuch maydonida bo'lib, shu tufayli uning zarralari biror potensial energiyaga ega bo'lsa, u holda berilgan U potensial energiyali zarralar soni quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}} \quad (7.3.2)$$

Issiqlik muvozanati sharoitida U potensial energiyali zarralar sonini topishga imkon beruvchi bu ifodaga Bolsman taqsimoti deb ataladi.

Molekulalarning 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 $nV_0 = N_A$ bunda N_A - Avagadro soni bo'lib 1 mol gazdagi molekular sonini bildiradi $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$ u holda $\frac{2}{3} N_A \bar{W}_k = RT$ bundan molekularning o'rtacha kinetik energiyasi. $\bar{W}_k = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T$ bunda, $\frac{R}{N_A} = k$ Bolsman doimiysidir. Demak molekularning o'rtacha kinetik energiyasi

$$\bar{W}_k = \frac{3}{2} kT \quad (7.3.3)$$

Oxirgi ifoda gaz molekulasini ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi bo'lib u gazning absolyut haroratigagina bog'liq ekan. (7.3.2) ga asosan (7.3.3) ni quyidagicha yozamiz.

$$P = \frac{2}{3} n_0 \frac{3}{2} kT = n_0 kT \text{ ya'ni } p = n_0 kT \quad (7.3.4)$$

Endi molekularning issiqlik harakatining o'rtacha tezligini topaylik. Ma'lumki gaz molekulasini ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi

$$\bar{W}_k = \frac{m\bar{g}^2}{2}, \text{ va } \bar{W}_k = \frac{3}{2}kT \quad (7.3.5)$$

formulalar orqali ifodalanadi. Bu ifodalarni tenglashtirib, o'rtacha kvadratik tezlikni topamiz

$$\frac{m\bar{g}^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad \text{yoki} \quad \frac{m\bar{g}^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T \quad (7.3.6)$$

Demak gaz molekularining o'rtacha kvadratik tezligi

$$\bar{g}_{\text{kes}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (7.3.7)$$

ga teng bo'ladi.

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

$$W_k = \frac{3}{2}kT \quad (7.3.8)$$

ga asosan harorat gaz molekularining ilgarilanma harakati o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovi hisoblanadi. Bunda W_k haroratga proporsional ravishda o'zgaradi. Haroratni o'zgartirish barcha fizik hossalarga ta'sir qiladi.

Termodinamik harorat shkalasida harorat Kelvinda ifodalanadi va T orqali belgilanadi. Shuning uchun termodinamik harorat bilan Selsiy orasidagi munosabat $T = t + 273,15^\circ\text{C}$, $T = 0\text{ K}$ (Selskiy shkalasi bo'yicha $t = -273,15^\circ\text{C}$) harorat absolyut nol harorat deb ataladi.

Energiyani erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimlanishi. Molekulalarning kinetik energiyasi, umuman, ularning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi, molekularning aylanish va tebranish kinetik energiyalarning yig'indisidan iborat. Molekulalarning barcha tur 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. (7.3.8) ifoda erkinlik darajasi uchta bo'lgan molekulalarning ilgarilanma harakati energiyasini ifodalaydi.

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) uch va undan ortiq atomli molekulalarning erkinlik darajasi 6 ga teng ($x, y, z, \alpha, \beta, \gamma$) bo'ladi.

4. Ideal gaz qonunlari. Izojarayonlar. Ideal gaz xolat tenglamasi. Ichki energiya o'zgarishi.

Ideal gaz qonunlari. Ideal gaz holatini o'rganish uchun quyidagi farazlardan foydalaniladi:

1. Gazni tashkil etuvchi atom va molekulalar o'lchamlari hisobga olinmaydigan elastik sharlardan iborat.

2. Atom va molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari hisobga olinmaydi.

Bunday shartlarni (farazlarni) qanoatlantiruvchi gaz ideal gaz deyiladi. Ideal gaz – molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari e'tiborga olinmaydigan darajada kichik bo'lgan gazdir. Ideal gaz real gazning modelidir.

Biror gaz massasining holati P bosim, V hajm va T temperaturadan iborat uchta parametrlarning qiymatlari bilan aniqlanadi. Bu parametrlar bir-biriga qonuniy ravishda bog'langanki, ulardan birining o'zgarishi natijasida boshqalari ham o'zgaradi. Aytib o'tilgan bu bog'lanish analitik usulda

$$f(P, V, T) = 0 \quad (7.4.1)$$

funksiya ko'rinishida ifodalanishi mumkin.

Biror gazning parametrlari orasidagi bog'lanishni ifodalovchi munosabat shu gazning holat tenglamasi deb ataladi. Yuqorida yozilgan (7.4.1) munosabat berilgan gaz massasining holat tenglamasidir. Agar (7.4.1) tenglamani parametrlardan birontasiga nisbatan, masalan, P ga nisbatan yechsak, holat tenglamasi

$$P = f(V, T) \quad (7.4.2)$$

ko'rinishga keladi.

Maktab fizika kursidan ma'lum bo'lgan Boyle-Mariott va Gey-Lyussak qonunlari parametrlardan biri o'zgarmas bo'lgan sharoitdagi

holat tenglamalarini ifodalaydi. Ana shu ideal gaz qonunlarini ko'ramiz.

Boyl-Mariott qonuni: O'zgarmas temperaturada gazning hajmi uning bosimiga teskari proporsional bo'ladi: Yoki gaz hajmining uning bosimiga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir.

$$PV = \text{const} \quad \text{yoki} \quad P_1 V_1 = P_2 V_2 \quad (7.4.3)$$

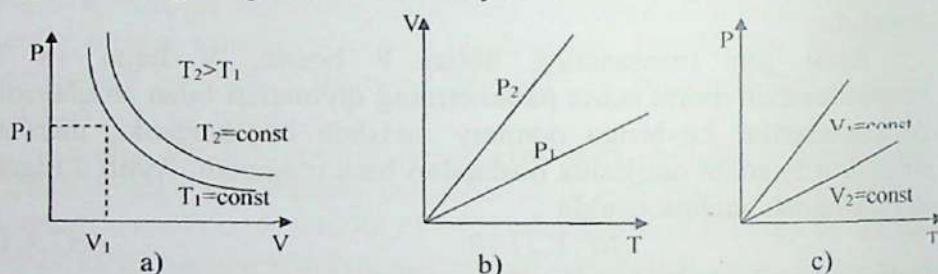
ifodadan gaz bosimini topsak,

$$P = c/V \quad (7.4.4)$$

ga teng bo'ladi.

Ayni bir temperaturaga mos keluvchi holatlar mavjud (P, V) grafikda (7.4.4) tenglama bilan aniqlanuvchi egri chiziq, ya'ni giperbola bilan tasvirlanadi (7.4.1 a-rasm). Temperaturaning har bir qiymatiga o'zining egri chizig'i mos keladi. Bu egri chiziqlar izotermalar deb ataladi. Gazning o'zgarmas temperaturada bir holatdan boshqa holatiga o'tishi izotermik jarayon deb ataladi.

Gey-Lyussak qonuni: Bosim o'zgarmas bo'lganda, ma'lum massali gaz hajmining nisbiy o'zgarishi temperaturaga to'g'ri proporsional bo'ladi. yoki $V = V_0(1 + \alpha t)$ bu erda $\alpha = 1/273 \text{ K}^{-1}$ - gaz hajm kengayishining temperatura koeffitsiyenti.



7.4.1-rasm. Izojarayonlarning grafik ko'rinishi.

Demak Gey-Lyussak qonuniga asosan berilgan massali gaz hajmi, bosim o'zgarmas bo'lganda ($P = \text{const}$) temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgarishini ko'rish mumkin. (7.4.1b - rasm).

$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad (7.4.5)$$

bo'ladi. Hajm o'zgarmas bo'lganda, bosim uchun ham shunga o'xshash bog'lanish o'rinli bo'ladi. Bu Sharl qonunida o'z aksini topgan.

Sharl qonuni: Hajm o'zgarmas bo'lganda, ma'lum massali gaz bosimining nisbiy o'zgarishi temperaturaga to'g'ri proporsional bo'ladi: (7.4.1c-rasm). Yoki

$$P = P_0(1 + \alpha t) \quad (7.4.6)$$

bu yerda $\alpha = 1/273 \text{ K}^{-1}$.

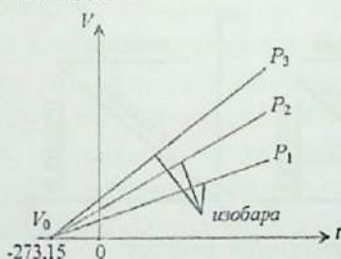
Bu tenglamalarda t – Selsiy shkalasi bo'yicha hisoblangan temperatura. Gaz uchun bunday jarayon (V, t) diagrammada to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi (7.4.2-rasm).

Gaz qonunlari zichligi kichik bo'lgan, siyrak gazlar uchun o'rinli hisoblanadi. Bu qonunlarni real gazlarga taqriban qo'llash mumkin.

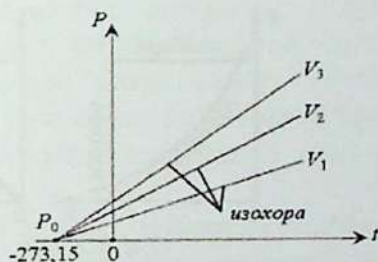
7.4.2- va 7.4.3-rasmlardan ko'rinadiki, Selsiy shkalasi bo'yicha gazning harorati qancha yuqori bo'lsa, uning hajmi shuncha katta bo'ladi.

(7.4.5) va (7.4.6) tenglamalardagi t – temperatura Selsiy shkalasi bo'yicha olingan. P_0 va V_0 $t=0^\circ\text{C}$ bo'lgandagi gazning mos ravishda, bosimi va hajmidir, α - koeffitsiyent quyidagiga teng bo'lib, ideal gazning hajmiy kengayish koeffitsiyentini bildiradi: $\alpha = \frac{1}{273,16\text{K}}$.

(7.4.2) va (7.4.3) - rasmlardan ko'rinib turibdiki, izobara va izoxora chiziqlari temperatura o'qini $t = -\frac{1}{\alpha} = -273,15 \text{ C}^0$ nuqtasida kesib o'tadi, chunki bu nuqtada P yoki V nolga teng bo'lganligi uchun $1 + \alpha t = 0$ bo'ladi.



7.4.2-рasm. Изобара



7.4.3-рasm. Изохора

Agarda koordinata o'qlarining boshini $-1/\alpha$ nuqtaga ko'chirsak, u holda Kelvin shkalasiga o'tsak: $T = t + 1/\alpha$ (7.4.5) va (7.4.6) ifodalarda t o'rniga termodinamik temperaturani qo'ysak, Gey-Lyussak va Sharl qonunlarini quyidagi qulay ko'rinishda ifodalashimiz mumkin: $t = T - 1/\alpha$,

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0(1 + 2T - 1) = V_0 \alpha T,$$

$$P = P_0(1 + \alpha t) = P_0(1 + 2T - 1) = P_0 \alpha T,$$

yoki

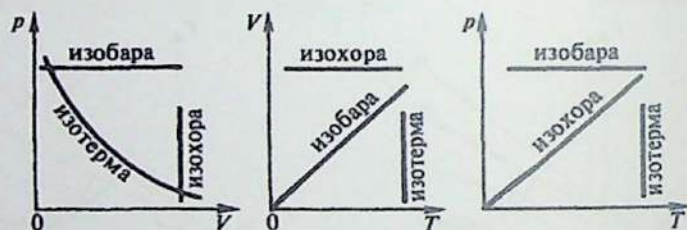
$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{va} \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (7.4.7)$$

bo'ladi.

Yuqorida ta'kidlanganidek, Gey-Lyusaak qonunining $V = V_0(1 + \alpha t)$ ifodasidan ko'rinadiki, gazning hajmi manfiy bo'laolmaganligi sababli haroratning quyi chegarasi mavjuddir. Ideal gazning hajmi nolga teng bo'ladigan chegaraviy past harorat haroratning absolyut noli deyiladi. Bu harorat Selskiy shkalasi bo'yicha $t = -273^\circ\text{C}$ ga teng. Nazariy jihatdan hech bir jismni absolyut nol haroratgacha sovitish mumkin emasligi aniqlangan.

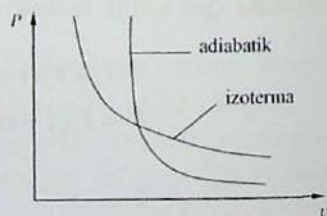
Zamonaviy fizika laboratoriyalarida absolyut noldan $0,0044^\circ\text{C}$ balandroq temperatura olingan. Tabiatda bunday past harorat yo'q. 19-asrning 50-yillarida ingliz olimi V. Kelvin temperaturaning absolyut shkalasini joriy etdi. Kelvin shkalasidagi nol temperatura absolyut nol haroratga mos kelib, har bir gradiusi esa Selskiy shkalasidagi gradiusga tengdir.

Ideal gaz qonunlariga mos ularni grafiklarini (7.4.1-rasmga qarang) bitta grafikda tasvirlash mumkin. Masalan, 7.4.4-rasmda PV , VT va PT koordinatalarda izoterma, izobara va izoxoralar tasvirlangan.



7.4.4-rasm. Izojarayonlar grafigi.

Adiabatik jarayon: Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki tashqariga issiqlik uzatmasa, ya'ni $Q = \text{const}$ bo'lsa, bu jarayon – adiabatik jarayon deb ataladi. Berilgan massali gaz uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi: $PV = \text{const}$ bu erda γ - Puasson koeffitsiyenti deb ataladi. Bu bog'lanish egri chiziqlari adiabatlar deb ataladi (7.4.5 - rasm).



7.4.5 – rasm. Adiabatik jarayonda bosimni hajmga bog'liqlik grafigi.

Avogadro qonuni: Istalgan gazning 1 moli, temperatura va bosim bir xil bo'lganda, bir xil hajmga ega bo'ladi. Normal atmosfera sharoitida bu hajm $22,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$ ga teng bo'ladi. Har xil moddalar 1 mol hajmda bir xil miqdordagi atomlar yoki molekulalar soniga ega bo'ladi.

Dalton qonuni: Ideal gazlar qorishmasi bosimi alohida gazlar parsial bosimlarining yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni $P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n$ bu yerda $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$, – alohida gazlarning parsial bosimlaridir.

5. Termodinamik ish. Issiqlik miqdori. Termodinamika qonunlari.

Termodinamika asosida olimlarning ko'p asrlik tajribasi natijasida tasdiqlangan ikkita bosh qonuni yotadi. Birinchi qonun issiqlik hodisalarida energiyaning bir turdan boshqa turga aylanishlarida o'rinli bo'ladigan miqdoriy munosabatlarni, ikkinchi qonun esa energiya (issiqlik) ning bu aylanishlari mumkin bo'ladigan sharoitlarni aniqlaydi.

Mexanik energiyasi o'zgarmas, ichki energiyasi o'zgarishi mumkin bo'lgan termodinamik tizimni ko'rib chiqamiz, masalan, tsilindrik idishda porshen ostida turgan gazni olaylik (*1-rasm*). Tizimning ichki energiyasi har xil jarayonlar natijasida o'zgarishi mumkin, masalan, tizimga issiqlik miqdori uzatilganda yoki tizim ustidagi ish bajarilganda va x.k..

Silindr ichida gaz bo'lsa, undagi porshen ichkariga siljirilganda, unda turgan gaz siqiladi, natijada gazning temperaturasi oshadi, boshqacha qilib aytganda gazning ichki energiyasi o'zgaradi. Gazning temperaturasi va ichki energiyasini unga tashqi jismlar orqali issiqlik miqdori uzatish hisobiga ham oshirish mumkin. Boshqa hollarda esa mexanik harakat energiyasi issiqlik harakati energiyasiga aylanishi va teskarisiga sodir bo'lishi mumkin.

Misol uchun U_1 ichki energiyaga ega bo'lgan qandaydir tizimga qo'shimcha issiqlik miqdori berilgan bo'lsin. U holda tizim yangi termodinamik holatga o'tib, U_2 ichki energiyaga ega bo'ladi, tashqi kuchlarga qarshi A ishni bajaradi.

Termodinamik tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda, uni ichki energiyasining o'zgarishi tizimga berilgan issiqlik miqdori bilan

tashqi kuchlarning tizim ustida bajargan ishining yig'indisiga teng bo'ladi. Ya'ni:

$$\Delta U = \Delta A' + \Delta Q; \quad (7.5.1)$$

bu yerda $\Delta A'$ - tizim ustida tashqi kuchlarning bajargan ishi. $\Delta A' = -\Delta A$ Tizim (silindrdagi gazga) ga uzatilgan issiqlik miqdori va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish musbat deb hisoblanadi. Demak tizimga berilgan issiqlik miqdori Q tizim ichki energiyasining o'zgarishi ΔU ga va tizim ning tashqi kuchlarga qarshi bajargan ishga sarf bo'ladi:

$$Q = \Delta U + A \quad (7.5.2)$$

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori ichki energiyaning o'zgarishi va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishlarga sarf bo'ladi. (7.5.2) - ifodaning differensial ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$dQ = dU + dA \quad \text{yoki} \quad \delta Q = dU + \delta A, \quad (7.5.3)$$

Agarda, tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi davriy bo'lsa, u asl holatiga qaytgan vaqtda ichki energiyasi o'zgarishi nolga teng bo'ladi: $\Delta U = 0$ U holda termodinamikaning birinchi qonuniga asosan bajarilgan ish tizimga uzatilgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi

$$A = Q, \quad (7.5.4)$$

Demak, davriy o'zgaruvchi mashina tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdoridan oshiq ish bajarishi mumkin emas.

Termodinamikaning birinchi qonunini har xil izojarayonlarga tadbiqi.

1. Izoxorik jarayon $V = \text{const.}$ Bu jarayon hajm o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi, shuning uchun $dV = 0$. Gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajarmaydi, ya'ni

$$dA = PdV = 0 \quad (7.5.5)$$

Izoxorik jarayon, devorlari qalin, o'zgarmas hajmga ega bo'lgan idishdagi gazni isitish yoki sovutishda sodir bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, izoxorik jarayonda gazga uzatilgan issiqlik miqdorining hammasi gazning ichki energiyasini oshishiga sarf bo'ladi:

$$dQ = dU \quad (7.5.6)$$

Bu jarayonda solishtirma issiqlik sig'imi c_v ichki energiya bilan quyidagicha bog'langandir:

$$dU = c_v dT \quad (7.5.7)$$

Istalgan massali gaz uchun esa:

$$dU = \frac{m}{\mu} c_v dT \quad (7.5.8)$$

2. Izobarik jarayon. $P = \text{const}$. Izobarik jarayon bosim o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi. Porshen erkin harakatlanadigan silindr ichidagi gazni isitish yoki sovutishda izobarik jarayon sodir bo'ladi. Izobarik jarayonda solishtirma issiqlik sig'imini c_p deb belgilasak, u holda, $dQ = c_p dT$. Istalgan massali gaz uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$dQ = \frac{m}{\mu} c_p dT.$$

Birlik massaga teng bo'lgan gaz hajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda bajarilgan ish quyidagiga teng:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1), \quad (7.5.9)$$

Izobarik jarayonga termodinamikaning birinchi qonunini qo'llasak $C_p dT = dU + dA$, $C_p dT = dU_{km} + P dV_{km}$. Bu ifodaning ikki tarafini dT ga bo'lsak $C_p = \frac{dU_{km}}{dT} + P \frac{dV_{km}}{dT}$, ga teng bo'ladi.

$$C_p = C_v + P \left(\frac{dV_{km}}{dT} \right) \quad (7.5.10)$$

Agar $V_{km} = \frac{RT}{P}$ bo'lsa, $\frac{dV_{km}}{dT} = \frac{R}{P}$ ga teng. U holda

$$C_p = C_v + R \quad (7.5.11).$$

Bu ifoda *Mayer tenglamasi* deb ataladi. Izobarik jarayonning issiqlik sig'imi izoxorik jarayon issiqlik sig'imidan gaz doimiysi qiymatiga kattadir, chunki izobarik jarayonda, bosim o'zgarmas bo'lganida gazning kengayishi uchun qo'shimcha issiqlik miqdori talab qilinadi.

3. Izotermik jarayon ($T = \text{const}$). Izotermik jarayon tenglamasi Boyl-Mariott qonunidan iborat:

$$PV = \text{const} \quad (7.5.12)$$

Izotermik jarayonida bajarilgan ishni aniqlaymiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (7.5.13)$$

Izotermik jarayonda termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi: $dQ = dA$, $T = \text{const}$ bo'lganda, ideal gazning ichki

energiyasi o'zgarmaydi, shuning uchun $dU = dQ = C_v dT = 0$ Gazga uzatilgan issiqlik miqdorining barchasi tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishga sarflanadi.

$$Q = A = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (7.5.14)$$

Gazning hajmi kengayganda temperatura pasaymasligi uchun, izotermik jarayon vaqtida tashqi bajargan ishga ekvivalent issiqlik miqdori uzatib turish kerak.

4. Adiabatik jarayon. Tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan jarayon adiabatik jarayon deb ataladi. Adiabatik jarayonda ideal gaz parametrlarini o'zaro bog'laydigan tenglamani topishga harakat qilamiz. Termodinamikaning birinchi qonunidagi $dQ = dU + PdV$ ideal gaz ichki energiyasi o'zgarishini izoxorik issiqlik sig'imi orqali ifodalaymiz:

$$dQ = C_v dT + PdV \quad (7.5.15)$$

adiabatik jarayon uchun $dQ = 0$, u holda

$$C_v dT + PdV = 0 \quad (7.5.16)$$

Ideal gaz holat tenglamasiga ko'ra $P = \frac{RT}{V}$ ga teng, shuning uchun

$$C_v dT + RT \frac{dV}{V} = 0 \quad \text{yoki} \quad \frac{dT}{T} + \frac{R}{C_v} \frac{dV}{V} = 0 \quad (7.5.17)$$

$$d \left(\ln T + \frac{R}{C_v} \ln V \right) = 0 \quad (7.5.18)$$

Natijada, adiabatik jarayon uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\ln T + \frac{R}{C_v} \ln V = \text{const} \quad (7.5.19)$$

Ideal gaz uchun $C_p = C_v + R$, $C_p - C_v = R$ yoki $\frac{C_p}{C_v} - 1 = \frac{R}{C_v}$. Agar $\frac{C_p}{C_v}$

nisbatni γ -bilan belgilasak (7.5.19)-ifoda quyidagi ko'rinish oladi $\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}$, bundan $TV^{\gamma-1} = \text{const}$, yoki $PV^\gamma = \text{const}$ adiabat tenglamalariga ega bo'lamiz.

Nazorat savollari

1. Molekulyar kinetik va termodinamik usulning mohiyati ayting.
2. Gaz molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasini formulasini yozing.
3. Molekulalarni o'rtacha kvadratik tezligi formulasini yozing.

4. Gaz qonunlarini ta'riflang.
5. Uch va undan ortiq atomli molekulalarning erkinlik darajasi nechaga teng?
6. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini tushuntiring.
7. Termodinamikaning birinchi qonuniga ta'rif bering.
8. Adiabatik jarayon deb qanday jarayonga aytiladi.
9. Termodinamika 2-bosh qonuni. Izotermik jarayonda bajarilgan ish.
10. Izobarik va izoxorik jarayonlarda bajarilgan ish. Adiabatik jarayon. Adiabata chizig'i.

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism-237 b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir"1 t, S 653.

8-MAVZU. REAL GAZLAR

1. Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamalari.
2. Real gazlar ichki energiyasi. Joule-Tomson effekti.
3. Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchlari. Gazlarni suyultirish.

1. Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamalari.

Real gazlar. Mendeleyev - Klapeyron tenglamasi ideal gaz holatini ifodalaydi. Bunday gazning molekulalarini bir - biri bilan ta'sirlashmaydigan moddiy nuqtalar deb qarash mumkin. Lekin real gazlarning molekulalari, kichik bo'lsada, ma'lum hajmga ega bo'ladilar va ular o'zaro kichik kuchlar bilan bog'langanlar. Kichik temperaturalarda yoki yuqori bosimlarda (molekulalar bir - biriga yaqin turganda) ularning hajmlari va ular orasidagi ta'sir kuchlari rol o'ynay boshlaydi. Bunda ideal gaz tenglamasini real gazlar uchun

qo'llab bo'lmaydi. Real gazning holatini ifodalash uchun golland fizigi Van - der - Vaals 1873-yilda Mendeleev - Klapayron tenglamasiga molekulalarning xususiy hajmini va ular o'rtasidagi tortishish kuchlarini hisobga olgan holda o'zgartirish kiritdi. Bir mol gaz uchun quyidagi tenglamani taklif qildi:

$$\left(P + \frac{a}{V_{\mu}^2}\right) \cdot (V_{\mu} - b) = RT \quad (8.1.1)$$

bu yerda $\frac{a}{V_{\mu}^2}$ - had qo'shimcha ichki bosimni bildiradi, a -o'zgarmas tuzatma, b -1 mol molekulalarning hajmlari, yig'indisi, V_{μ} - molekulalar harakat qilayotgan hajm yoki gaz joylashgan idish hajmi. Ixtiyoriy gaz massasi uchun Van - der-Vaals tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

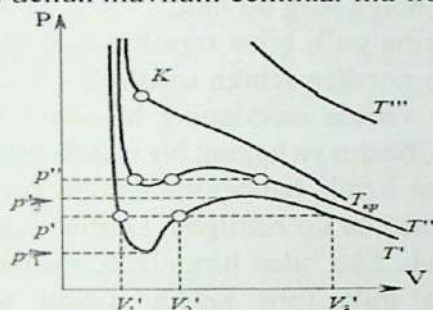
$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2}\right) \left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (8.1.2)$$

bu yerda μ - molekulyar massa (1 mol gazning massasi). (8.1.2) formuladan P ideal gaz joylashgan idish devorlarining gazga berayotgan tashqi bosimni bildiradi. Molekulalarning o'zaro tortishish kuchlari esa gazni siquvchi qo'shimcha sabab bo'lib, ular ichki bosim P' ning paydo bo'lishiga olib keladi. Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, hosil bo'ladigan qo'shimcha bosim gaz hajmining kvadratiga teskari proportsional ekan. Bir mol gaz uchun $P' = \frac{a}{V_{\mu}^2}$ bo'lsa, ixtiyoriy m

massali gaz uchun $P' = \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2}$ bo'ladi. Natijaviy bosim esa shu ikkala bosim P va P' larning yig'indisiga teng bo'ladi. (8.1.1) formuladagi V_{μ} bir kilomol gazning egallagan hajmdir, boshqacha aytganda, gaz joylashgan idishning hajmi. Real gazda shu hajmning b ga teng qismlarini molekulalarning o'zi egallaydi, shuning uchun ularning harakati uchun qoladigan hajm $V_{\mu} = b$ ga teng bo'ladi. Bundan ko'rinib turibdiki, agar molekulalarning hajmi b idish hajmi V_{μ} teng bo'lib qolsa, ular hech qanday harakat qila olmagan bo'lar edilar. Agar (1) formulani matematika nuqtai nazaridan o'zgartirsak, quyidagi ko'rinishgagi V_{μ} hajmga nisbatan kub tenglamaga keladi.

$$PV_{\mu}^3 - (Pb + RT)V_{\mu}^2 + aV_{\mu} - ab = 0 \quad (8.1.3)$$

Demak, Van - der - Vals tenglamasi V_μ ga nisbatan uchunchi darajali tenglama ekan. har xil temperaturalar uchun P ning V_μ ga bog'liqligi Van - der - Vaals izotermalari deyiladi va ular 8.1.1-rasmda ko'rsatilgan. (8.1.3) tenglamaning koeffitsiyentlari P va T parametrlarga bog'liq. Koeffitsiyentlari haqiqiy bo'lgan ozod hadli kub tenglama 3 ta yechimga ega bo'ladi. Koeffitsiyentlarlari orasidagi munosabatning qanday bo'lishiga qarab uchala echim haqiqiy bo'lishi yoki bittasi haqiqiy, ikkitasi mavhum bo'lishi mumkin. Hajm faqat haqiqiy bo'la olgani uchun mavhum echimlar ma'noga ega emas.



8.1.1-rasm. Temperaturaning bir qancha qiymatlari uchun Van-der-Vals izotermalari tasvirlangan.

Temperatura T'' bo'lib, bosim p_1' va p_2' gacha sohaga o'zgarganda, (8.1.3) tenglamaning koeffitsiyentlari shunday bo'ladiki, uning uchala yechimi haqiqiy bo'ladi. Bosimlar qiymati boshqacha bo'lganda uning faqat bittagina echimigina haqiqiy bo'ladi.

Temperatura ko'tarilishi bilan tenglamaning uchta haqiqiy yechimi orasidagi farq kamayadi. (T'' va T' izotermalarni solishtiring $T'' > T'$). Har bir moddaning o'ziga xos bo'lgan ma'lum bir T_{kr} temperaturadan boshlab har qanday bosimda (8.1.3) tenglamaning faqat bitta echimi haqiqiy bo'lib qolaveradi. T_{kr} temperatura kritik temperatura deb ataladi. Agar temperatura ortira borilsa, tenglamaning V_1', V_2'', V_3''' echimlarga mos keluvchi nuqtalar bir-biriga tobora yaqinlashib kritik nuqtada ustma-ust tushadi. Ko'rinib turibdiki, $T < T_K$ larda grafik to'liqinsimon (minimum va maksimumlari bor) sohaga ega. Bu sohada P ning bitta qiymati uchun hajmning uchta V_1', V_2'', V_3''' har xil qiymatga egaliklari to'g'ri keladi. $T > T_K$ uchun esa hajmning bitta qiymati uchun bosimning bitta qiymati to'g'ri keladi.

Bu nuqta 8.1.1-rasmda K harfi bilan belgilangan. K nuqta kritik nuqta deb ataladi. Tegishli izoterma uchun K nuqta burilish nuqta hisoblanadi. Bu nuqtada (8.1.3) tenglamaning uchala haqiqiy echimi bir xil bo'ladi. Kritik izotermaga K nuqtada o'tkazilgan urunma temperatura kritik temperaturaga intilgan holda p'_1 va p''_2 va hokozo kesuvchilar intiladigan limitdir. Binobarin bu urunma barcha kesuvchilar kabi V o'qiga paralleldir. Shuning uchun dp/dV hosila K nuqtada nolga teng. Undan tashqari burilish nuqtasida d^2p/dV^2 ikkinchi hosila ham nolga teng bo'ladi.

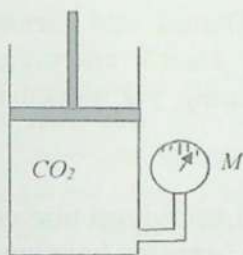
Izotermani tajriba yo'li bilan topish uchun gaz holatdagi modda olib, uni suriladigan porshen ichiga solish (8.1.2-rasm.) va sekin siqa boshlash kerak. Bu vaqtda moddaning harorati o'zgarmay qolishiga ahamiyat berib turib, bosim va hajmni bir vaqtda qayd qila borish kerak. Bunday tajribalardan kritik temperaturalardan past temperaturalarda olingan natijalar 3-rasmda ko'rsatilgan. Dastlab hajm kamayishi bilan gazning bosimi ortadi. Shu bilan birga izotermaning borishi Van-der-Vaals tenglamasiga juda mos keladi. Lekin hajmning biror V_1 qiymatidan boshlab eksperimental izoterma (8.1.3) tenglamaga bo'yso'nmay qo'yadi. Hajmning shu qiymatidan boshlab idishdagi bosim o'zgarishi to'xtaydi, bunda moddaning o'zi bir jinsli bo'lmay qoladi. Gazning bir qismi kondensatsiyalanib suyuqlikka aylanadi. Modda ikkita fazaga: suyuqlik va gaz fazasiga ajraladi. Hajm yanada kamayib borgan sari moddaning ko'proq qismi suyuq fazaga o'tadi, bu o'tish jarayonida bosim o'zgarmay turadi, rasmda bu bosim P_{m0} bilan belgilangan. Moddaning kondensatsiyalanib suyuqlikka aylanish jarayoni tamom bo'lgach, hajmning keyingi kamayishida bosim tez ortadi. Bunda izoterma yana (8.1.3) tenglamaga bo'yso'nadi. Izotermaning bu qismiga tegishli holatlarda modda yana bir jinsli bo'ladi, lekin gaz holatida emas, balki suyuq holatida bo'ladi. Shunday qilib, Van-der-Vaals tenglamasi moddaning gaz holatinigina emas, balki moddaning suyuq holatiga o'tish jarayonini ham tavsiflaydi.

Amalda Van - der - Vaals izotermalarining bunday ko'rinishini 1869-yilda Van - der - Vaals o'z tenglamasini chiqarmasdan avval, Endryus degan olim tekshirgan. Tajriba sxemasi 8.1.2-rasmda ko'rsatilgan. Porshen tagiga $1 \text{ mol } CO_2$ gazi kiritiladi. Gazning bosimi va hajmi monometr M va N shkala yordamida o'lchanadi. Germetik ravishda yopilgan shisha deraza D orqali stilindr ichidagi gaz kuzatilishi

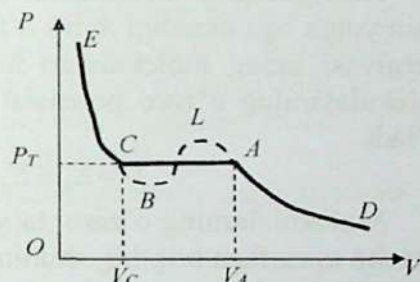
mumkin. Silindr termostatga o'rnatiladi. Agar gazni 31°C dan yuqori temperaturada siqilsa porshen tagida ko'zga ko'rinadigan hech qanday voqea yuz bermaydi.

Agar siqish $+31^{\circ}\text{C}$ dan past temperaturada amalga oshirilsa, u holda hajm ma'lum qiymatga erishganda porshen tagida suyuqlik tomchilari (tuman) paydo bo'ladi, va silindrning devoriga o'tira boshlaydi. Natijada silindr butunlay suyuqlikka to'lib ketadi. Gazning suyuqlikka aylanishi o'zgarmas bosimda yuz beradi (rasmga qarang). Demak, eksperimental izotermalarning gorizontal qismi («platasi») gazning suyuqlikka aylanish jarayonini anglatadi. Platada suyuqlik va gaz birgalikda «yashaydi», V_1 va V_2 oralig'ida hajm V_2 dan kichik bo'lganda CO_2 gazning hammasi suyuqlikka aylangan bo'ladi (8.1.3-rasm.).

Ikkala ham nazariy, ham amaliy izotermalarni solishtirsak ular bir - biriga o'xshash ekanligini ko'rish mumkin, faqat bitta farqi shu yerdaki, gazning suyuqlikka aylanishi Endryus izotermasida platada yuz beradi, Van - der - Vaals izotermasida - to'liqinsimon uchastkada.



8.1.2 – rasm.
Endryus tajsiba
sxemasi



8.1.3 – rasm. CO_2
ning suyuqlikka
aylanishi grafigi.

Endryus tajribasi shuni ko'rsatadiki, har qanday gaz suyuqlikka faqat shu gazga xos bo'lgan ma'lum temperatura T_k dan past temperaturada aylantirishi mumkin. Agar gaz temperaturasi T_k dan yuqori bo'lsa, uni hech qanday bosim ostida ham suyuqlikka aylantirib bo'lmaydi. Bu T_k temperaturani kritik temperatura deb ataladi. Rasmda K nuqta kritik nuqta deb ataladi, bu nuqtada tegishli holat, hajm kritik hajm va bosim kritik bosim deb ataladi.

<i>Modda</i>	<i>Kritiktemperatura (°C)</i>	<i>Kritikbosm (atm)</i>
Suv	+374	218
Uglekislota (CO ₂)	+31	73
Kislorod	- 119	50
Azot	- 147	34
Vodorod	- 240	13
Geliy	- 268	2,3

2. Real gazlar ichki energiyasi. Joule-Tomson effekti.

Ideal gazning ichki energiyasi uning molekulari harakatining kinetik energiyasidan iborat. Bu energiya berilgan gaz hajmiga ham, bosimga ham bog'liq bo'lmay, faqat uning temperaturasi bilan aniqlanadi. Bir mol ideal gazning ichki energiyasi $U = C_V T$ ga teng.

Real gazlarda molekular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari katta ahamiyatga ega ekanligi aytib o'tilgan edi. Demak real gazning ichki energiyasi uning molekulari harakatining kinetik energiyasi bilan molekularning o'zaro potensial energiyasining yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$U = E_k + E_p \quad (8.2.1)$$

Molekularning o'zaro ta'sir potensial energiyasi ular orasidagi o'rtacha masofaga bog'liq, shuning uchun E_p gazning hajmiga bog'liq bo'lishi kerak. Atrofdagi jismlar bilan energiya almashmagani holda gazning hajmi o'zgarsa, uning ichki energiya U zahirasi o'zgarmaydi va bu holda (8.2.1) tenglikdan quyidagi ifoda kelib chiqadi.

$$\Delta E_p = -\Delta E_k \quad (8.2.2)$$

Ya'ni real gazning hajmi o'zgarishi bilan uning potensial energiyasi o'zgarganida, gaz molekulari harakatining kinetik energiyasi ham o'zgarishi kerak.

O'zgarish hajmdagi issiqlik sig'im real gaz uchun ham faqat molekular harakatining kinetik energiyasi bilan aniqlanganligi sababli bu holda ham $\Delta E_p = C_V \Delta T$ tenglik o'z kuchini saqlaydi va (8.2.2) munosabatdan quyidagini olamiz:

$$\Delta E_p = -C_p \Delta T \quad (8.2.3)$$

Bu ifodadan shunday xulosa kelib chiqadi: atrofdagi jismlar bilan issiqlik almashinmay va tashqi ish bajarilmay real gazning hajmi o'zgarsa, uning harorati ham o'zgaradi. Bu hodisaga Joule-Tomson effekti deb ataladi. Chunki bu hodisa bilan dastlab ingliz olimi Joule qiziqqan va keyinchalik Tomson bilan birgalikda mazkur effektni yaratganlar. Ular quyidagi tajribani amalga oshirganlar. A va B idishlarni tutashtiruvchi naychaga g'ovak tiqin C joylashgan. Naycha issiqlik o'tkazmaydigan modda bilan o'ralgan. A va B idishlardagi gazning P_1 va P_2 bosimi o'zgarmas holda saqlab turilgan. Gaz nay ichidagi tiqin orqali bosimi katta idishdan bosimi kichik idishga oqadi. Tiqinning ikkala tomoniga sezgir termometr qo'yilgan. Tiqinning gaz kengayotgan tomonidagi temperatura ko'pchilik gazlar uchun bir oz pastroq bo'lgan. Vodorod gaz uchun esa temperaturaning o'zgarishi aksincha bo'lib chiqdi: vodorod kengayotganda isigan.

Yuqorida ta'kidlaganimizdek, gazning hajmi (issiqlik almashmay va tashqi ish bajarmay) kengayishida uning temperaturasini o'zgarishi (pasayishi yoki ortishi)ga Joule-Tomson effekti deb ataladi. Bu hodisa real gaz xossalariining ideal gaz xossalariidan farq qilish natijasidir. Gaz kengayishi natijasida sovushidan iborat bo'lgan effektga Joule-Tomson musbat effekti deb, gaz kengayish natijasida isishidan iborat bo'lgan effektga Joule-Tomson manfiy effekti deb ataladi.

Texnikada Joule-Tomson effektidan gazlarni suyultirishda va boshqa maqsadlarda keng foydalaniladi.

3. Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchlari. Gazlarni suyultirish.

Biz ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasini o'rganganimizda gaz zarralarini (molekulalarini) elastik sharlarga o'xshagan va tartibsiz harakatlanuvchi molekulalardan iborat deb hisoblagan edik. Molekulalar orasidagi kuchlar faqat ular bir-biriga urilgandagina ta'sir qiladi va bu kuchlar itarishish elastik kuchlardir. Molekulalarning o'lchamlari molekulalar orasidagi o'rtacha masofaga nisbatan nazarga olmasa bo'ladigan darajada kichik deb hisoblanadi.

Bu model ideal gaz Boyle-Mariott, Gey-Lyussak qonunlariga aniq bo'yso'nadigan gazga mos keladi ammo, biz aytib o'tganimizdek real gazlar bu qonunlarga faqat taqriban bo'yso'nadi. Yuqori bosimlarda hamma gazlar ham Boyle-Mariott qonuniga bo'yso'nmay qo'yadi.

Molekulalarni sharlar deb hisoblar ekanmiz, ularning radiuslari 10^{-8} sm chamasidagi kattaliklar deb olishimiz kerak. Bunda bir dona molekulaning hajmi:

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ sm}^3 \quad (8.3.1)$$

Normal sharoitdagi 1 cm^3 gazda $n_0 = 3 \cdot 10^{19}$ dona molekula bor. Demak 1 sm^3 hajmda bo'lgan barcha molekulalarning jami hajmi $V^1 = n_0 V \approx 10^{-4} \text{ sm}^3$ ga teng.

Ya'ni $1 \text{ atm} = 10^5 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ pa}$ bosim va 0°C temperaturadasi gaz molekulalarining hajmi gaz hajmining taxminan o'n mingdan bir qisminigina egallar ekan. Agar bosim oshib borsa gaz Boyle-Mariott qonuniga bo'yso'nmaydi ya'ni gazlarni xossalari ideal gaz xossalaridan chetlashishiga olib keladi.

Chunki, birinchidan gaz molekulalari o'zining ma'lum o'lmachlariga ega bo'lishi. Ikkinchidan (molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarining elastik sharlardagi o'zaro ta'sir kuchlariga qaraganda ancha murakkab bo'lishidir. Bu ikki sababni 1873- yilda Gollandiyalik fizik Van-Der-Vaals nazarga tutdi. Birinchi sabab molekulalarning o'lchami birligidir. Molekulalarning erkin harakatlanishi uchun hajmi V dan biror B kattalikga qadar kichikdir, ya'ni $V_0 - V - \epsilon$. Ideal gazning 1 moli uchun

$$PV_0 = RT \quad (8.3.2)$$

teng edi. Agar molekulalarni o'lchamlarini hisobga olsak

$$P(V_0 - \epsilon) = RT \quad (8.3.3)$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

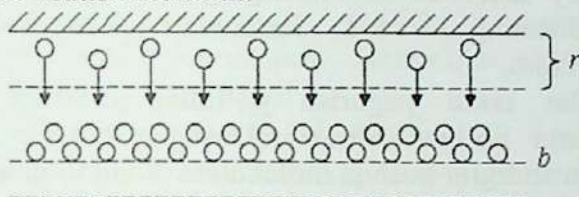
(8.3.1) tenglamadan, $P \rightarrow \infty$ bo'lganda gazning hajmi $V_0 \rightarrow \infty$ intiladi. Ammo bunday bo'lishi mumkin emas. Gaz molekulalar orasidagi bo'sh fazoning kamayishi hisobiga siqiladi. (8.3.2) formulaga ko'ra $P \rightarrow \infty$ bo'lganda, gazning hajmi $V_0 - \epsilon$ ga teng bo'lishiga intiladi.

Ikkinchi sababli (molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlarining mavjudligi, bir-biridan ma'lum uzooqlikda turgan molekulalarning o'zaro tortilishlariga olib keladi. Bu tortilish kuchlari molekulalar orasidagi masofa juda kichik bo'lgandagina yanada kuchliroq bo'lgan itarishish kuchlari bilan atashadi. Molekulalar orasidagi tortirishi kuchlari ta'sirida gaz guyo uncha idish devorlari ko'rsatayotgan tashqi R bosimdan ko'ra kattaroq P^1 bosim ta'sir etayotgandek, Boyle Mariott qonunidan kelib chiqadigan hajmga qaraganda kichikroq bo'lgan V

hajmni egallaydi. Shunday qilib (8.3.2) tenglikda tashqi P bosimni $P' = P + P_i$ kattalik bilan almashtirish kerak, buning natijasida

$$(P = P_i)(V_0 - a) = RT \quad (8.3.4)$$

tenglik hosil bo'ladi. P_i bosim gazning ichki bosim deyiladi. Gaz joylashgan A idishda molekullarning o'zaro ta'sirini quyidagicha (8.3.1-rasm) ko'rsatish mumkin.



8.3.1-rasm. Idish devoriga molekullarning o'zaro ta'siri.

Devor yaqinidagi molekullar r masofada turgan molekullar a va b qatlamdagi molekullarga ta'sir qiladi desak va bu qatlamning hajmi birligidagi molekullar soni n_0 ga proporsional bo'ladi. Nitajada, devor yaqinidagi molekullarga ta'sir qilayotgan va gazning ichiga qarab yo'nalgan kuchlar n_0^2 ga proporsionaldir.

Mana shu kuchning devor izi birligiga to'g'ri keladigan miqdori ichki bosim P_i ni bildiradi. Ichki bosim P_i ning qiymati o'zaro ta'sir qilayotgan molekullarning tabiatiga ham bog'liqdir.

Bundan:

$$P_i = a^1 n_0^2 \quad (8.3.5)$$

Bu yerda a^1 - molekullarning xiliga bog'liq bo'lgan o'zgarmas kattalik.

$n_0 = \frac{N}{V_0}$ bo'lgani uchun (N - Avagadro soni, V_0 - bir mol gazning hajmi)

P_i ning ifodasini quyidagicha yozish mumkin.

$$P_i = \frac{a^1 N^2}{V_0^2} \quad (8.3.6)$$

yoki $a^1 N^2 = a$ desak

$$P_i = \frac{a}{V_0^2} \quad (8.3.7)$$

ga teng bo'ladi.

Past bosimdagi gazlarning xossalari. Molekulalar erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi gaz solingan idishning o'lchamlari bilan bir

xil kattalikda bo'lib qoladigan darajadagi past bosimlarda gazning xossalari uning yuqori bosimdagi xossalari bilan farq qiladi. Gazning bunday holati ultrasiyraklashgan holat deyiladi. Ultrasiyraklashgan holatda gazning molekulyar-kinetik tabiati yuqori bosimdagiga qaraganda farq qiladi.

Kalta va to'g'ri a nay bilan tutashtirilgan A va B ikki idishni ko'raylik. Oddiy sharoitda idishlardagi gazlarning bosimlari bir xil bo'ladi; ikki idishning T_1 va T_2 haroratlari har xil bo'lganda ham shunday bo'laveradi.

Molekulalar erkin yugurish yo'lining uzunligi a nayning uzunligidan katta bo'lgan ultrasiyraklashgan holatda molekulalar nayning butun uzunligini boshqa molekulalar bilan to'qnashmay uchib o'tadi. Bu holning ikkala idishdagi P_1 va P_2 bosimlarning birday bo'lmasligiga olib kelishini quyida ko'rsatamiz. Muvozonat shartiga ko'ra, nay orqali A idishdan B idishga uchib o'tuvchi molekulalarning soni, aks yo'nalishda ya'ni B idishdan A idishga uchib o'tuvchi molekulalarning soniga teng bo'lishi kerak. Ultrasiyraklashgan holatda nay orqali uchib o'tuvchi molekulalarning soni birliu hajmdagi molekulaning soni n_0 ga va ularning o'rtacha tezligi $\bar{v}$ ga proporsional bo'ladi. Shunga asosan, muvozonat sharti quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$n_{01} \cdot \bar{v}_1 = n_{02} \cdot \bar{v}_2 \quad (8.3.8)$$

bunda n_{01} - A idishning birlik hajmidagi molekulalar soni, n_{02} - B idishning birlik hajmidagi molekulalar soni, $\bar{v}_1$ va $\bar{v}_2$ mos ravishda A va B idishlardagi molekulalarning o'rtacha tezliklari, $n_0 = \frac{P}{kT}$ bo'lgani

uchun (8.3.8) ifodani $\frac{P_1}{T_1} \cdot \bar{v}_1 = \frac{P_2}{T_2} \cdot \bar{v}_2$ ko'rinishda yozish mumkin; nihoyat

$\bar{v}_1$ va $\bar{v}_2$ tezliklar mos ravishda $\sqrt{T_1}$ va $\sqrt{T_2}$ larga proporsional ekanini e'tiborga olsak, muvozonat sharti quyidagi ko'rinishga keladi.

$$\frac{P_1}{\sqrt{T_1}} = \frac{P_2}{\sqrt{T_2}} \quad \text{bundan} \quad P_2 = P_1 \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (8.3.9)$$

Demak gazlarning ultrasiyraklashgan holatda tutash ikki idishdagi temperatura har xil bo'lsa, ularning muvozonat holatidagi bosimlari birbiridan farq qiladi. Gazlarning zichligi katta bo'lganda, bosimi kattaroq

idishdan bosimi kichikroq idishga gazning uzluksiz muhit sifatida oqib o'tishi, tutash idishlardagi bosimlarning tenglashishiga sabab bo'ladi.

Gazlarning bu xossasidan foydalanib, past va yuqori vakuumlarni o'lchash mumkin. Masalan, Termojuftli manometrlarning ishlash prinsipi esa siyraklantirilgan gazning issiqlik o'tkazuvchanligining uning bosimiga bog'lanishiga asoslangan. Termoelektrik manometrlarga termojuftli va qarshilikli manometrlar kiradi. LT-2 tipidagi termojuftli manometrning tuzilishi 4-rasmda keltirilgan. Termojuftli manometrlar asosan past vakuumlarni (10^{-2} - 10^{-3} mm sim ust.) o'lchash uchun qo'llaniladi.

Xuddi shunga o'xshash gazlarning past bosimlarida ichki ishqalanish, issiqlik o'tkazuvchanlik, va hattoki elektrik xossalari normal bosimlardagi hossalardan farq qiladi.

Nazorat savollari

1. Qanday sharoitlarda real gaz o'zining xususiyati bo'yicha ideal gazga yaqinlashib boradi?
2. Real gazlarni tafsiflang.
3. Joule-Tomson effektini tushuntiring?
4. Van-der-Vaals formulasini yozing va tushuntiring?
5. Van-der-Vaals tenglamasidagi a va b parametrlarning fizik ma'nosi qanday?
6. Kritik holat nima?
7. Kritik temperatura qanday temperatura?
8. Real gazning ichki energiyasi nima?

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism 237 b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir" 1 t, S 653.

9-MAVZU. ELEKTROSTATIKA. KULON QONUNI. ELEKTR MAYDONI.

1. Elektr zaryadi. Elektr zaryadning saqlanish qonuni. Kulon qonuni (elektrostatikaning asosiy qonuni).

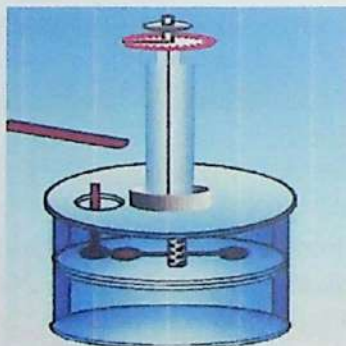
2. Elektrostatik maydon va uning kuchlanganligi. Maydonlar superpozitsiyasi.

3. Vakuumda elektrostatik maydonlar uchun Gauss teoremasi.

4. Elektrostatik maydon potentsiali elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajariladigan ish.

1. Elektr zaryadi. Elektr zaryadning saqlanish qonuni. Kulon qonuni (elektrostatikaning asosiy qonuni).

Elektr zaryadi. Zaryadning saqlanish qonuni. Kulon qonuni. Qahraboni jun matosiga ishqalaganda ba'zi bir yengil jismlarni o'ziga tortishi haqidagi yozuvlar eramizdan avvalgi VII asrda yashagan grek faylasufi Fales asarlarida uchraydi. 1600-yilda ingliz olimi Gilbert ipakka ishqalangan shisha va qator boshqa moddalar ham shunday xususiyatga ega ekanligini ko'rsatdi. Bunday jismlar "Qahrabolangan" yoki elektrlangan deb atalgan. Qahrabo (qadimda o'sgan igna bargli daraxtning toshga aylangan smolasi) – grek tilida elektron deyiladi. Elektr so'zi shundan kelib chiqqan.



9.1.1 – rasm. Zaryadlarni sezuvchi qurilma

Tabiatda ikki xil elektrlanish mavjud. Shartli ravishda shoyiga (ipakka) ishqalangan shisha tayoqchani musbat, junga ishqalangan

qahraboni (ebonitni) esa manfiy elektrlangan deb qabul qilingan. Ikki xil elektrlanish tabiatda ikki hil zaryad borligini ifodalaydi. Ya'ni musbat "+" va manfiy "-" zaryadlar. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, bir xil ishorali zaryad bilan zaryadlangan (elektrlangan) jismlar o'zaro itarishadi, har xil ishorali zardlar bilan zaryadlangan jismlar o'zaro tortishar ekan.

Elektr zaryadning ikki turi "+" va "-" zarrachalarining borligi tabiatda eng kichik bo'linmas deb atalgan atomlarning murakkab tuzilgan zarraligiga shubha qoldirmaydi.

Normal sharoitda jismlarning elektrik jihatdan neytralligi atomlar ichidagi musbat "+" va manfiy "-" zaryad miqdorlarining tengligidan dalolat beradi. Atomlar yadrodan va yadro atrofida ma'lum orbitalarda harakatlanadigan elektronlardan tuzilgan. Yadroda protonlar (musbat zaryadlangan) va neytronlar joylashgan.

Elektronining zaryadi protonning zaryadiga miqdor jihatdan teng bo'lib, ishorasi qarama – qarshidir. $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl, $e = +1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl. Bugungi kunda zarralarning massalari ham ma'lum bo'lib elektron $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg ga, proton esa undan 1836 marta katta ekan, ya'ni $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg.

Atomda nechta proton bo'lsa shuncha elektroni ham bo'ladi. Bu esa ularning elektrik jihatidan neytralligini ta'minlaydi. Jismlar ishqalanganda, ana shu zaryadlangan zarralarning, aniqrog'i, elektronning bir jismdan ikkinchisiga o'tishini sodir bo'ladi. Elektron qabul qilgan jismlar manfiy, elektron berganlari esa musbat elektrlanadi. Shunga o'xshash qator tajribalar asosida elektr zaryadlarining quyidagi saqlanish qonuni kashf etildi. Elektr zaryadlari o'z-o'zida paydo bo'lmaydi, yo'qolmaydi, ular faqat bir jismdan boshqasiga uzatiladi yoki berilgan jism ichida ko'chadi va berk tizim ichida elektr zaryadlarning algebraik yig'indisi o'zgarmay qoladi, ya'ni

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const.} \quad (9.1.1)$$

Jismlar elektrlanganda N -ta elektron bergan yoki qabul qilgan bo'ladi. Demak jismlarning elektrlanish darajasi yoki zaryad miqdori

$$q_{um} = \pm N e \quad (9.1.2)$$

formula bilan aniqlanadi.

Zaryadlangan jismlar o'zlarining atrofida elektrostatik maydonini vujudga keltiradi. Elektrostatik maydon materiyaning maxsus turidir, u orqali bir elektrlangan jismning ta'siri boshqa jismlarga uzatiladi.

Ikkita nuqtaviy zaryadning o'zaro tasir qonunini 1785-yil fransuz fizigi Sharl Kulon tajriba yo'li bilan aniqlagan (9.1.1-rasm). Nuqtaviy zaryad deb tekshirilayotgan masofaga nisbatan o'lchamlari juda kichik bo'lgan zaryadli jismlarga aytiladi. Kulon qonuni quyidagicha ta'riflanadi. Vakumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadning o'zaro ta'sir kuchi zaryadlar modullarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional hamda ular orasiga masofaning kavadratiga teskari proporsional ya'ni

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (9.1.3)$$

Bunda q_1 va q_2 -nuqtaviy zaryadlar, r -nuqtaviy zaryadlar orasidagi masofa; K – proporsionallik ko'effitsienti bo'lib birliklar sistemasiga va muhitning dielektrik xususiyatiga bog'liq.

Agar zaryadlarning birini ebonit tayoqcha yordamida manfiy zaryadlasak, nuqtaviy zaryadlar o'zaro itarishadi va aylanma dinamometr nuqtaviy zaryadlar orasidagi ta'sir kuchini qayd qiladi.

SI sistemasida zaryadning birligi qilib 1 Kl zaryad qabul qilingan; 1 Kl (Kulon) - tok kuchi 1 A bo'lgan o'zgarmas tok o'tayotgan o'tkazgichning ko'ndalang kesimi orqali 1 sekund davomida o'tadigan zaryad miqdoridir, ya'ni $1\text{ Kl}=1\text{ A}\cdot\text{s}$ (9.1.3) ifodada proporsionallik ko'effitsientining qiymati $K = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{N}\cdot\text{m}^2}{\text{Kl}^2}$ ga teng ekanligini topish mumkin. SI birliklar tizimida K - ko'effitsiyent $K = 1 / 4\pi\epsilon_0$ ko'rinishda yoziladi. Bunda ϵ_0 -elektr doimiysi bo'lib uning qiymati $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi K} = \frac{1}{4 \cdot 3.14 \cdot 9 \cdot 10^9} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Kl}^2}{\text{Nm}^2}$ ga teng. Umumiy holda vakuumda ikkita zaryadlangan zaryadlar orasidagi ta'sir etuvchi kuchini vektor ko'rinishda

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3} \cdot \vec{r} \quad (9.1.4)$$

yozish mumkin.

Zaryadlar orasida o'zaro ta'sir kuchi muhitning xususiyatlariga bog'liq bo'lib, vakuumdagidan farqli bo'lar ekan. Muhitning ana shunday xossasini ifodalaydigan kattalikni muhitning dielektrik singdiruvchanligi deb atash qabul qilingan va uni ϵ harfi bilan belgilaydilar. ϵ -ning fizikaviy ma'nosi zaryadlar orasidagi ta'sir kuchining vakuumdagiga nisbatan muhitda qancha marta farq qilishini anglatadi. Masalan, vakuum va havo uchun $\epsilon=1$; suv uchun $\epsilon=81$;

muhitning ana shu xususiyatini hisobga olgan holda Kulon qonunining formulasini quyidagi

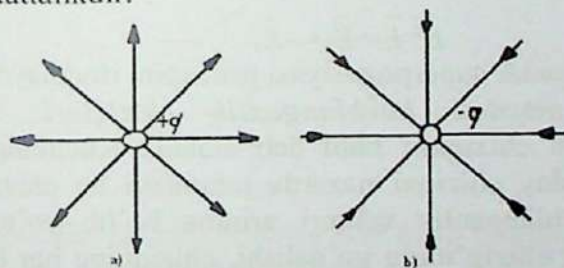
$$\vec{F} = K \frac{q_1 q_2}{\varepsilon \cdot \vec{r}^2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \vec{r}^2} \quad (9.1.5)$$

ko'rinishda yoza olamiz.

2. Elektrostatik maydon va uning kuchlanganligi. Maydonlar superpozitsiyasi.

Elektr maydoni. Maydonlar superpozitsiyasi. Elektr zaryadlarning o'zaro ta'siri elektr maydonidagina sodir bo'ladi. Agar elektr maydon harakatsiz zaryadlar tomonidan hosil qilinsa, bunday maydon elektrostatik elektr maydon deyiladi.

Elektr maydon materiyaning bir ko'rinishidir. q – zaryad tomonidan hosil qilingan elektr maydonining istalgan biror nuqtasiga q_0 – “sinov zaryadi” kiritaylik “sinov zaryadi” sifatida shunday musbat zaryaddan foydalanish mumkinki, uning miqdori maydonni vujudga keltirayotgan zaryadning miqdoriga nisbatan juda kichik bo'lishi kerak u holda q_0 zaryadga q zaryad tomonidan $\vec{F}$ kuch ta'sir qiladi. Bu kuch q_0 zaryad kattaligiga proporsional bo'lib maydonning turli nuqtalarida turlicha qiymatga ega bo'ladi. Agar shu kuchning q_0 sinov zaryadi kattaligiga nisbatini olsak, elektr maydonining q_0 zaryad kiritilgan nuqtasi uchun doimiy ekanligini aniqlash mumkin. Bu doimiylik elektr maydonining berilgan nuqtasi uchun maydon xarakteristikasini ifodalaydigan kattalikdir.



9.2.1-rasm. Elektr maydon kuch chiziqlari: a) musbatdan chiquvchi; b) manfiyga kiruvchi.

$$E = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (9.2.1)$$

ko'rinishda ifodalab elektr maydon kuchlanganligi deb atash qabul qilingan. Musbat ishorali birlik nuqtaviy zaryadga maydon tomondan ta'sir qiluvchi kuch maydonning shu nuqtasidagi elektr maydon kuchlanganligi deyiladi.

Agar elektr maydonni bitta q nuqtaviy zaryad hosil qilgan bo'lsa, maydon kuchlanganligining kattaligi bevosita Kulon qonuniantenglikning ikkala qismini ikkinchi q_0 zaryadga bo'lish yo'li bilan olinadi.

Kulon qonuni ifodasi (9.1.3) ni sinov zaryadi ifodasini kattaligiga bo'lib yuborsak, u holda

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} = K \frac{q}{\epsilon r^2} \quad (9.2.2)$$

ifoda hosil bo'ladi. Ya'ni nuqtaviy zaryadning elektr maydon kuchlanganlikgi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lar ekan.

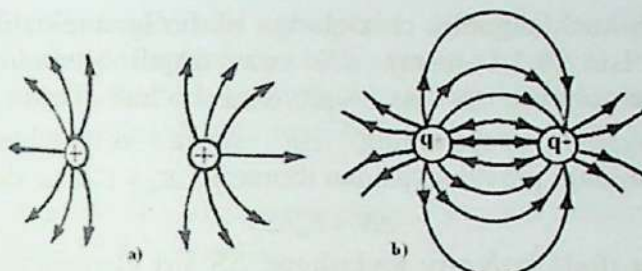
Maydon kuchlanganligi birligi SI – tizimida V/m yoki N/Kl .

Kuchlanganlik vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi musbat zaryadga ta'sir qiluvchi kuch yo'nalishi bilan mos tushadi. Agar elektr maydonini bir necha zaryadlar vujudga keltirayotgan bo'lsa, ularning natijaviy maydoni kuchlanganligi alohida zaryadlar vujudga keltirgan elektr maydon kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga teng bo'ldi ya'ni

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n \quad (9.2.3)$$

bu ifoda maydonlar superpozitsiyasi prinsipini ifodalaydi.

Elektr maydon kuchlanganlik chiziqlari. Kuchlanganlik chiziqlari kuch chiziqlari ham deb ataladi. Kuchlanganlik chizig'i deganda shunday chiziqni nazarda tutamizki bu chiziqning har bir nuqtasida kuchlanganlik vektori urinma bo'lib yo'nalgan bo'ladi. Kuchlanganlik chizig'ining yo'nalishi, chiziqning har bir nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. 9.2.2–rasmda turli ishorali nuqtaviy zaryadlarning kuchlanganlik chiziqlari keltirilgan:



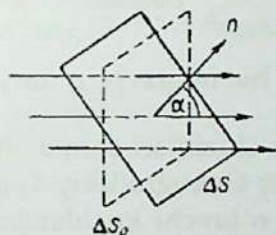
9.2.2–rasm. Elektr maydon kuchlanganlik chiziqlari

Kuchlanganlik chizig'i kuchlanganlikning yo'nalishini xarakterlaydi, biroq kuchlanganlikni kattalik jihatdan xarakterlamaydi. Lekin kuchlanganlik kattaligini o'tkazilgan kuch chiziqlar soni bilan bog'lovchi shartni kiritish mumkin. Kuchlanganlik ko'p bo'lgan joyda chiziqlarni zichroq, kam bo'lgan joyda siyrak o'tkaziladi.

Ixtiyoriy kattalikdagi maydonni fikran kichik sohalarga bo'laylik. Bu sohalarda kuchlanganlik shu qadar kam o'zgarsinki, bu sohalarda maydonni bir jinsli deyish mumkin bo'lsin. Shunday kichik sohada kuch chiziqlariga tik qilib, fikran ΔS_0 yuzacha o'tkazamiz.

3. Vakuumdagi elektrostatik maydonlar uchun Gauss teoremasi.

Ostrogradskiy-Gauss teoremasi. Biror sirtni kesib o'tuvchi kuchlanganlik chiziqlarining umumiy soni shu sirtan o'tuvchi kuchlanganlik oqimi deyiladi va N harfi bilan belgilanadi.



9.3.1-rasm. Elektr kuchlanganlik kuch chiziqlari kesib o'tayotgan sirt.

Elementar yuzacha ΔS_0 ni kesib o'tuvchi chiziqlar soni ΔN shu yuzadan o'tuvchi oqimni hosil qiladi. Kichik ΔS yuzani kesib o'tayotgan kuchlanganlik chiziqlar soni ΔN ni topaylik. Bu yuzachaga o'tkazilgan n normal kuchlanganlik chiziqlarining yo'nalishi bilan α burchak hosil qilsin.

ΔS kuchlanganlik chiziqlariga tik bo'lgan tekislikka proeksiyasi ΔS_0 bo'lsin (9.3.1.-rasm). ΔS_0 yuza orqali o'tuvchi kuchlanganlik chiziqlari oqimi $\Delta N = \Delta S_0 E = \Delta S E \cos \alpha$ bo'ladi. Lekin $E \cos \alpha$ kattalik kuchlanganlik vektorining ΔS sirtga o'tkazilgan n normal yo'nalishidagi proyeksiyasidan iboratdir: $E_n = E \cos \alpha$ demak,

$$\Delta N = E_n \Delta S \quad (9.3.1)$$

Bu ifoda ixtiyoriy joylashgan ΔS sirt elementini kesib o'tuvchi elementar kuchlanganlik oqimini ifodalaydi.

Chekli S sirtidan o'tuvchi kuchlanganlik oqimi elementar oqimlarning yig'indisidan iborat bo'ladi: $N = \sum E_n \Delta S$, S sirtidan o'tuvchi N kuchlanganlik oqimi, cheksiz ko'p shunday elementar oqimlarning yig'indisi quyidagi integral bilan ifodalanadi.

$$N = \int_S E_n dS \quad (9.3.2)$$

bunda S belgi integral butun S sirt bo'ylab olinishini ko'rsatadi.

Ostrogradskiy-Gauss teoremasini isbotlash uchun nuqtaviy q zaryaddan qancha kuchlanganlik chiziqlari chiqishini aniqlaylik. q - nuqtaviy zaryad sferik simmetriyalı maydon hosil qilganligi tufayli kuch chiziqlari sferik joylashgan radial chiziqlardan iborat bo'ladi. O'tkazilgan sferik sirt radial kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar bo'ladi. Bu chiziqlarning umumiy sonini N desak, sirt birligidan ularning $N/4\pi r^2$ tasi o'tadi. (9.3.2) ifodaga muvofiq

$$\frac{N}{4\pi r^2} = k \frac{q}{r^2} = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 r^2} \quad \text{bundan} \quad N = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (9.3.3)$$

Shunday qilib, har bir nuqtaviy q zaryaddan $N = \frac{q}{\epsilon_0}$ simmetrik

joylashgan kuchlanganlik chiziqlari chiqarish kerak ekan. Shu qoidani umimlashtirish yo'li bilan Ostrogradskiy-Gauss teoremasi chiqariladi, bu teorema berk sirtidan o'tuvchi kuchlanganlik oqimi bilan shu sirt ichidagi zaryadlarning kattaligi orasidagi umumiy bog'lanishni ifodalaydi.

$$\oint_S E dS = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (9.3.4)$$

bu erda ϵ_0 - elektr doimiylik, q yopiq sirt ichidagi zaryad.

Ostrogradskiy-Gauss teoremasi quyidagicha ta'riflanadi: *zaryadlarni o'z ichiga olgan har qanday berk sirtidan o'tuvchi*

kuchlanganlik oqimi o'rab olingan zaryadlar algebraik yig'indisining ϵ_0 elektr doimylikka ga bo'linmasiga tengdir.

S yuzadan tik o'tuvchi kuch chiziqlari soni elektrosatik maydon kuchlanganlik vektor oqimi N_E ga teng bo'lib, $N_E = \int_S E_n dS$ formula

bilan aniqlanadi, bunda $\vec{E}_n = \vec{E}$ vektorlarning S yuzaga o'tkazilgan $\vec{n}$ normalga proeksiyasi (9.3.1 – rasm).

Rasmdan ko'rinadiki, S yuza va uning S_n proeksiyasi orqali bir xil kuchlanganlik chiziqlari o'tadi, ya'ni

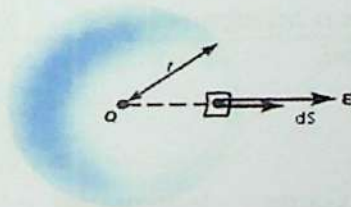
$$N = E \cdot S \cos \alpha \quad (9.3.5)$$

Kulon qonuni va elektrostatik maydonlarning superpozitsiya prinsipi ixtiyoriy nuqtaviy zaryadlar tizimi maydonini hisoblash imkonini beradi. Zaryadlar uzluksiz taqsimlangan hol uchun

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (9.3.6)$$

yig'indi integralga almashtiriladi. Lekin, bu integralni hisoblash juda murakkab matematik masala hisoblanadi. Shuning uchun bunday masalalarni yyechishda Ostrogradskiy-Gauss teoremasidan foydalaniladi.

Gauss teoremasi ichida elektr zaryadi joylashgan berk sirt orqali maydon kuchlanganligi vektori oqimini hisoblashga imkon beradi. Faraz qilaylik, ichi bo'sh radiusi r bo'lgan sharning markazida nuqtaviy zaryad joylashgan bo'lsin. Nuqtaviy zaryadning r masofasidagi kuchlanganligi quyidagiga teng (9.3.2- rasm).



9.3.2- rasm. Nuqtaviy zaryaddan r masofadagi nuqtada kuchlanganlik.

$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$. Shu r radiusli sferik sirtidan o'tuvchi kuchlanganlik oqimi

$$N_E = \oint_S E_n dS = \int_S \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{dS}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{4\pi r^2}{r^2} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (9.3.7)$$

Yoki bu ifoda faqat sferik sirt uchungina emas, balki nuqtaviy zaryadni o'rab turgan ixtiyoriy ko'rinishdagi berk sirt uchun o'rinalidir.

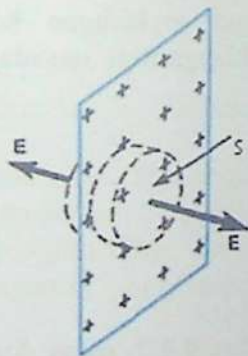
Superpozitsiya prinsipiga asosan, zaryadlar nizimi maydonning kuchlanganligi $\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$, bo'lib u holda $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar tizimini o'rab turgan ixtiyoriy yopiq sirt orqali o'tuvchi kuchlanganlik oqimi $N = \oint E dS$ ga teng.

Gauss teoremasidan foydalanib tekis zaryadlangan chekz tekislikning hosil qilgan elektr maydoni kuchlanganligini topaylik.

Sirt zichligi σ ga bo'lgan musbat zaryadlangan cheksiz tekislik hosil qilgan maydonni hisoblab topaylik. Simmetrik nuqtai nazardan qaraganda, maydonni har bir nuqtasida kuchlanganlik tekislikka perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi. Tekislikka nisbatan simmetrik joylashgan nuqtalarida maydon kuchlanganligining kattaligi teng va yo'nalishi teskari bo'ladi.

Berk sirt sifatida quyidagicha yasalgan silindrik sirtni olaylik (9.3.3-rasm): zaryadlangan tekislikning S bo'lagi silindrning o'rta kesimi bo'lsin; silindrning yon sirtini kuchlanganlik chiziqlariga parallel qilib o'tkazamiz. Yasovchilari tekislikka tik va asoslari ΔS ga teng, tekislikka nisbatan simmetrik bo'lgan silindrik sirtni ajrataylik.

9.3.3-rasm.. Sirtidan o'tayotgan elektr oqimi.



Shu sirtga Gauss teoremasini qo'llaymiz. Sirtning yon tomonidan chiquvchi oqim bo'lmaydi. Silindrning asoslarida E va E_n mos tushadi. Demak, sirt orqali o'tadigan to'liq oqim $2E\Delta S$ ga teng bo'ladi. Sirt ichida $\sigma\Delta S$ zaryad joylashgan. Gauss teoremasi asosan quyidagi shart bajarilishi kerak: $2E\Delta S = \frac{\sigma\Delta S}{\epsilon_0}$ bundan

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (9.3.8)$$

Olingan natija silindr uzunligiga bog'liq emas. Shunday qilib, tekislikdan istalgan masofadagi maydon kuchlanganligining qiymati bir xil bo'ladi.

Maydonning ixtiyoriy nuqtasi uchun (9.3.8) formulani $\vec{E} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}$

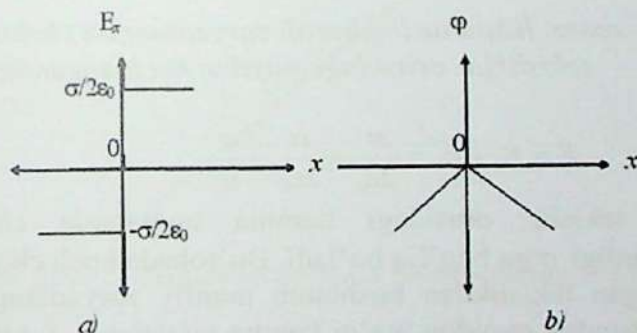
ko'rinishida yozish mumkin. Formuladan ko'rinish turibdiki, $\vec{E}$ silindirning uzunligiga bog'liq emas, ya'ni bir jisimli maydon hosil qiladi, lekin maydonni bir tomonidan ikkinchi bir tomoniga o'tganda $\vec{E}$ sakrash bilan o'zgaradi. Maydon kuchlanganligi bilan maydon potentsiali orasida $E_x = -(d\varphi/dx)$ bo'lganligi uchun $x=0$ va $x<0$ nuqtada maydon potentsialini nol deb faraz qilib, $x\geq 0$ nuqtalarda zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon potentsiali (9.1.4) ga asosan hisoblanadi, ya'ni,

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0}, \quad \varphi = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot x \quad (9.3.9)$$

Umumiy holda, x ning ixtiyoriy qiymati uchun maydon potentsiali

$$\varphi = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot |x| \quad (9.3.10)$$

ko'rinishida hisoblanadi.

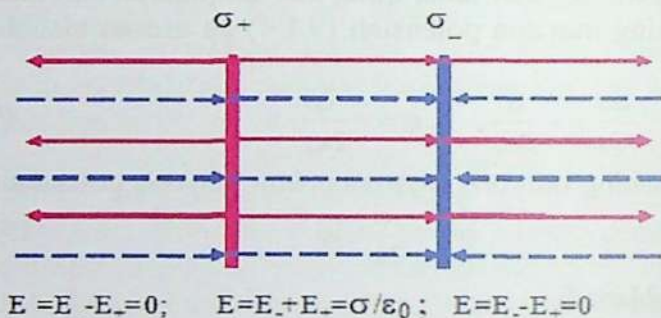


9.3.4-rasm. $\vec{E}$ va φ larning x ga bog'lanish grafiklari $\sigma > 0$ xol uchun.

4. Elektrostatik maydon potentsiali elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajariladigan ish.

Ikkita turli ishorali zaryadlangan cheksiz parallel tekisliklar orasidagi maydon kuchlanganligi va potentsialini hisoblash.

Tekisliklar turli ishorali $+\sigma$ va $-\sigma$ zaryad zichliklari bilan bir tekis zaryadlangan bo'lsin. Bu tekisliklarning maydon kuchlanganligi superpozitsiya prinsipiga asosan aniqlanadi. 9.4.1-rasmdan ko'rinadiki, tekisliklarning chap va o'ng tomonlaridan maydon kuch chiziqlari qarama – qarshi yo'nalgan. Shuning uchun bu $x \leq 0$ va $x \geq d$ sohalarda natijaviy maydon kuchlanganligi $\vec{E} = 0$ ga teng. Ikki tekislik orasida ($0 \leq x \leq d$) esa, natijaviy maydon ikkala tekislik maydonlarning yig'indisiga teng.



9.4.1– rasm. Ikkita turli ishorali zaryadlangan cheksiz parallel tekisliklar orasidagi maydon kuchlanganligi

$$E = E_- + E_+ = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (9.4.1)$$

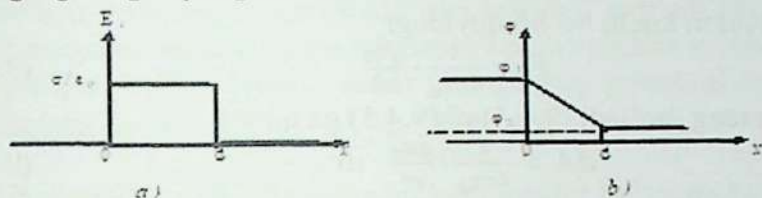
Ikki tekislik orasidagi hamma nuqtalarda elektr maydon kuchlanganligi σ ga bog'liq bo'ladi. Bu sohada kuch chiziqlari musbat zaryadlangan tekislikdan boshlanib manfiy zaryadlangan tekislikda tugaydi. Bunday maydon, ya'ni barcha nuqtalarda $\vec{E}$ ning qiymati va yo'nalishi bir xil bo'lgan maydon, bir jinsli maydon deb ataladi.

Sistemaning potentsialini topaylik. Buning uchun $\varphi(x)$ ni

$$E_x = -d\varphi/dx \quad (9.4.2)$$

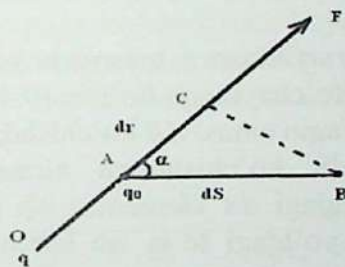
tenglamani integrallash bilan topamiz, ya'ni $x \leq 0$ sohada $d\varphi/dx = 0$, $\varphi = \varphi(0) = \varphi_1$

$0 \leq x \leq d$ sohada esa, $\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\sigma}{\epsilon_0}$ desak, $\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\sigma}{\epsilon_0}x$, agar $x=d$ desak, $\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\sigma d}{\epsilon_0}$ bo'ladi. $x \geq d$ sohada esa, $d\varphi/dx=0$, $\varphi = \varphi(d) = \varphi_2$. E_x va φ larning x ga bog'liqlik grafiklari 9.4.2-rasmida keltirilgan.



9.4.2-rasm. E_x va φ larning x ga bog'liqlik grafiklari

Endi elektr kuchlarning nuqtaiy zaryadlar maydonidagi ishini ko'raylik. q -zaryad maydonida A -nuqtadan unga juda yaqin turgan B - nuqtaga ko'chayotgan q_0 -musbat zaryadni olaylik. q -zaryad biror O nuqtada qo'zg'almas holda joylashgan bo'lsin (9.4.3-rasm). q_0 zaryadning A va B nuqtalar orasidagi cheksiz kichik dS ko'chishini to'g'ri chiziqli deb olish va bu ko'chirishda q_0 zaryadga ta'sir etuvchi F kuchning o'zgarishini hisobga olmasdan, bu kuchni kattalik va yo'nalish jihatidan o'zgarimas deyish mumkin.



9.4.3- rasm. Biror O nuqtada qo'zg'almas holda joylashgan q -zaryad.

Ish tushunchasining ta'rifiga muvofiq, F kuch ta'sirida dS ko'chishida bajargan dA elementar ishi

$$dA = F \cdot dS \cdot \cos \alpha \quad (9.4.3)$$

bunda α - F kuch yo'nalishi bilan dS siljish yo'nalishi orasidagi burchak. OA to'g'ri chiziqning davomiga perpendikulayar tushirsak $\frac{dS}{\cos \alpha} = OC$ - OA ekanligini ko'ramiz. Lekin dS siljish cheksiz kichik

$$A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q_0 \left(\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2} \right) \quad (9.4.8)$$

ko'rinishni oladi. (9.4.5) dan ko'rinish turibdiki elektr maydonida q_0 zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirilayotgan zaryadning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlariga bog'liq xolos. Bunday xususiyatga ega bo'lgan maydonga potentsialli maydon deb aytiladi. Ish bajarish tusunchasiga asosan, bajarilgan ish potentsial energiyalar ayirmasi bilan topilganligini hisobga olsak, elektr maydoninig potentsial energiyasi quyidagicha: $W_{1p} = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 r_1}$, $W_{2p} = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 r_2}$, $W_p = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 r}$.

Potentsialli maydonga zaryadni berk kontur bo'yicha ko'chirish ishi nolga teng bo'ladi chunki q_0 zaryadning boshlang'ich holatdagi o'zni ham oxirgi holatdagi o'zni ham bitta nuqtada bo'ladi, buni esa quyidagicha ko'rinishda yozamiz.

$$A = \oint F \cdot dS \cos \alpha = 0 \quad (9.4.9)$$

(9.4.8) formuladagi q/r_1 va q/r_2 larni maydonning berilgan nuqtalaridagi potentsiallari deb atash qabul qilingan. Elektr maydonning potentsiali deb potentsial energiyaning shu maydonga kiritilgan sinov zaryadiga bo'lgan nisbatiga aytiladi. $\varphi = W/q_0$. Bunda W – potentsial energiya. Elektr maydonining biror nuqtasidagi potentsiali deganda shu nuqtaga kiritilgan musbat zaryadni ∞ gacha ko'chirishda yoki manfiy zaryadni ∞ dan shu nuqtaga ko'chirganda bajarilgan ishning ana shu zaryad miqdoriga nisbatiga elektrostatik maydonning berilgan nuqtasining potentsiali deyiladi. Potentsialni φ bilan belgilab, quyidagi ko'rinishda yoza olamiz.

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q_0} = \frac{F \cdot r}{q_0} = \frac{\frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^2}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (9.4.10)$$

Demak q zaryad hosil qilgan elektr maydonining zaryaddan r masofa uzoqlikdagi potentsiali

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (9.4.11)$$

ga teng ekan. (9.4.11) ni e'tiborga olib (9.4.5) ni quyidagi ko'rinishda yoza olamiz.

$$A = q_0 \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2} \right) = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (9.4.12)$$

Demak yo'l berk bo'lganda uning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari ustma - ust tushadi, bundan $\varphi_1 - \varphi_2$ hamda (9.4.12) - ga ko'ra $A=0$ bo'ladi, ya'ni zaryadni berk yo'l bilan ko'chirishda elektr kuchlarining bajargan ishi nolga teng bo'ladi.

Agar elektr maydon zaryadlar tizimi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, natijaviy maydon biror nuqtasining potentsialli tizimga kiruvchi alohida zaryadlar tufayli vujudga kelgan maydonlarning tekshirilayotgan nuqtasidagi potentsiallarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots \varphi_n = \sum \varphi_i \quad (9.4.13)$$

Umumiy zaryadi q bo'lgan sferaning markazidan r masofa uzoqlikdagi nuqtaning potentsialini nuqtaviy zaryad maydonining potentsialidek hisoblaymiz ya'ni:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (9.4.14)$$

Sfera sirtidagi nuqtalar (ya'ni $r = R$ bo'lganda) uchun $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}$

bo'ladi, bunda

$$A = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (9.4.15)$$

ko'rinishda hisoblash mumkin. Bu tenglamalarning chap tomonlari tengligidan ularning o'ng tomonlarini tenglashtirib yozsak.

$$q_0 E \cdot d = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (9.4.16)$$

Bu tenglamadan elektr maydon kuchlanganligini

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} \quad (9.4.17)$$

ko'rinishda yoza olamiz. (9.4.16)-formula elektr maydon kuchlanganligi bilan maydonning potentsiallar farqi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. (9.4.17)-formuladan φ_2 -oldidagi ishorani oldinga chiqarsa

$$E = -\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{d_r} = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (9.4.18)$$

bo'ladi.

Bunda $\frac{d\varphi}{dr}$ -elektr maydon kuchlanganlik chizig'i yo'nalishida, potentsialning o'zgarish tezligini ifodalaydi, uning qiymati bir-biridan kuchlanganlik chizig'ining bir uzunlik birligi qadar masofada

joylashgan ikki nuqta potentsiallarning farqiga tengdir. Bu kattalik vektor analizda potentsialning gradiyenti (grad) deyiladi. Shunday qilib (9.4.18) – ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$E = -grad\varphi \quad (9.4.19)$$

Bu ifodadan elektr maydon ixtiyoriy nuqtasining kuchlanganligi miqdor jihatidan shu nuqtadagi potentsial gradientiga teng bo'lib, yo'nalishi esa qarama – qarshi bo'ladi degan xulosaga kelamiz

Nazorat savollari

1. Elektr zaryadini yaratish yoki yo'qotish mumkinmi? Elektrostatika nimani o'rganadi?
2. Jismlar qanday elektrlanadi? Zaryadlangan jismlar qanday ta'sirlanadilar?
3. Elektr maydoni hosil bo'lganligini qanday isbotlash mumkin? Elektr maydon kuch chiziqlari qanday yo'nalishga ega?
4. Elektr maydon kuchlanganligi qanday formula bilan aniqlanadi?
5. Nuqtaviy zaryadning elektr maydon kuchlanganligi qanday topiladi?
6. Elektr maydon kuchlanganligi qaysi fizikaviy parametrlar orqali aniqlanadi?
7. Superpozitsiya prinsipi nimani o'rganadi?
8. Gaus teoremasini ta'riflang.

Adabiyotlar

1. Douglas C.G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C.G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism 237 b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D. Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir"1 t, S 653.

10-MAVZU. O'ZGARMAS ELEKTR TOKI.

1. Elektr toki. Tok kuchi va uning zichligi. Tashqi kuchlar. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish.

2. Om qonuni va uning integral hamda differentsial ko'rinishidagi ifodasi. O'tkazgichlar qarshiligi. Tokning ishi va quvvati. Joule-Lents qonuni. Zanjirning bir jinslimas qismi uchun Om qonuni.

3. Turli muhitlarda elektr toki. Gazlarning ionlanishi. Nomustaqil gaz razryad. Mustaqil gaz razryad va uning turlari.

4. Plazma haqida tushuncha. Elektronning metallardan chiqish ishi. Termoelektron emissiya hodisasi. Kontakt potentsiallar farqi. Termoelektrik hodisalari.

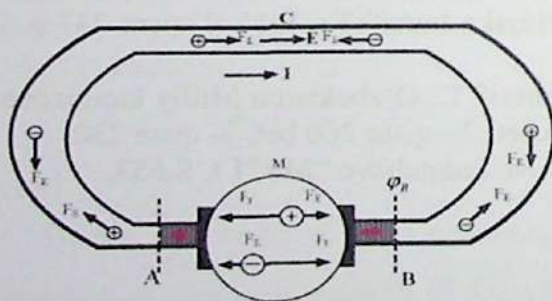
1. Elektr toki. Tok kuchi va uning zichligi. Tashqi kuchlar. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish.

Materiallar tarkibidagi zaryadlar tashuvchi zarrachalarning konsentra-tsiyasiga qarab 3 ga ajratiladi.

a) O'tkazuvchilar: bularga materiallar elektrolitlarni misol keltirish mumkin. Materiallarda zaryad tashuvchi zarrachalar ularning tarkibidagi erkin elektron bo'lib ularning konsentratsiyasi taxminan $10^{22} - 10^{23} \text{ sm}^{-3}$ ga tengdir.

b) Yarim o'tkazgichlar: (misol qilib *Gc, Mn, Si, In*) bu konsentratsiya oddiy sharoitda $10^{12}, - 10^{13} \text{ sm}^{-3}$ ni tashkil etadi.

c) Dielektriklarda (izomerlar: bularga chinni, shisha, slyuda, rezinani misol keltirish mumkin) erkin holatda zaryad tashuvchi zarrachalar bo'lmaydi.



10.1.1- rasm.
Zaryadlarning tartibli
harakati.

Bularni elektrostatika bo'limida zaryadlangan elektroskopni zaryadlanmagan elektroskopga ulaganimizda zaryadlarning ko'chishini kuzatgan edik. Bunda elektroskoplarni ulab turuvchi o'tkazgichda erkin elektronlar zaryadlangan jismning elektr maydoni ta'siri ostida ko'chadi.

Elektronlarnig o'tkazgichda bir tomonga harakatlanishi elektr toki deb ataladi. Bu hodisa turli muhitlarda – elektrometrlarda, gazlarda, yarim o'tkazgichlarda sodir bo'lishi mumkin (keyinroq o'rganiladi). Bu muhitlarda zaryad tashuvchi zarrachalar musbat va manfiy ionlar bo'ladi. Ana shularni hisobga olgan holda, zaryadlangan zarralarning tartibli harakatiga elektr toki deb ataladi.

Zaryadlangan jismni yerga ulaganda yerga ulovchi simda ham tok paydo bo'ladi. Bu tok juda qisqa vaqt davom etadi; zaryadlar juda tez yerga o'tib ketadi, jism zaryadsizlanadi va shunday qilib tokning hosil bo'lish sababi bo'lgan elektr maydoni yo'qoladi. Agar biz o'tkazgichdan uzoq vaqt tok o'tib turishini istasak, bu quyidagi uchta asosiy shart bajarilishi kerak:

1. O'tkazgich bo'lishi kerak. 2. Shu o'tkazgichning uchlarida potentsiallar farqi bo'lishi kerak. 3. Elektr tokining manbai mavjud bo'lishi kerak.

Shu shartlar bajarilgandagina zaryadlarnig tartibli harakati yuzaga keladi, ya'ni elektr toki vujudga keladi (10.1.1-rasm).

Berilgan C o'tkazgichda zaryadlarning tartibli harakati ya'ni tok o'tib turishi uning uchlaridagi potentsiallar bir biriga teng bo'lgunga qadar sodir bo'lib turadi. $\varphi_A = \varphi_B$ bo'lganda tok yo'qoladi.

O'tkazgichda uzoq vaqt tok o'tib turishi uchun $\varphi_A = \varphi_B$ bo'lishiga yo'l qo'ymaslik kerak. Yoki potentsillar tengligini buzib turishi kerak. Buning uchun A dan B ga kelgan zaryadlarni shu vaqtning o'zida B dan A ga uzatib turishni ta'minlasak kifoya u vaqtda $\varphi_A = \varphi_B = \text{const}$ bo'lib turadi, bu esa C o'tkazgichdan elektr toki o'tib turishini ta'minlaydi.

A – qismidan B – qismga o'zi ko'chgan zaryad B dan A ga to'ppa to'g'ri o'zi ko'chmaydi. Buning uchun unga ma'lum bir kuch ta'sir etishi kerak. Bu kuchga *tashqi kuch yoki begona kuch* deyiladi.

Bunday kuch – berilgan doimiy tok manbai bo'ladi. Tashqi kuchlar – bular elektr kuchlari emas, masalan galvanik elementda tashqi yoki begona kuchlar ximiyaviy energiya hisobidan paydo bo'ladi;

generatorlarda esa mexanik energiya hisobidan, fotoelementlarda nurlanish energiyasi hisobidan, atom batareyalarida, atom energiyasi hisobidan paydo bo'ladi.

Elektr toki yopiq zanjirni tashkil etadi. Kalitni ulaganda elektr toki hosil bo'ladi. Elektr toki mavjudlik vaqtida, umumiy holda ham musbat, ham manfiy zarrachalar harakat qiladi. Musbat zarralar bir tomonga harakat qilsa, manfiy zarralar ikkinchi tomonga yo'naladi.

Tokning yo'nalishi sifatida manbaning musbat qutbidan manfiy qutbiga qarab yo'nalishi qabul qilingan.

O'zgarmas elektr toki parametrlari. Qarshilik va uning haroratga bog'liqligi.

1. Tokni harakterlovchi kattaliklar vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, bunday tok doimiy tok deyiladi. Tok kuchi deb, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasidan vaqt birligi ichida o'tgan zaryad miqdoriga teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi.

Tok kuchi deb, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasidan vaqt birligi ichida o'tgan zaryad miqdoriga teng bo'lgan fizikaviy kattalikka aytiladi. Uni quyidagi formula yordamida ifodalaymiz: $I = \frac{dq}{dt}$

XBT da (SI sistemasida) tok kuchi Amper (A) hisobida o'lchanadi. Shu sistemadagi zaryad miqdori birligini vaqt birligiga bo'lsak tok kuchi birligi kelib chiqadi, ya'ni $1A = 1 \frac{Kl}{s}$; yoki o'tkazgich ko'ndalang kesim yuzasidan $1s$ vaqt davomida $1Kl$ zaryad miqdori o'tsa hosil bo'lgan tokning kuchi $1A$ deb qabul qilingan.

Tok kuchini ampermetr bilan o'lchaymiz. Ampermetr zanjirining ko'ndalang kesimidan vaqt birligi ichida o'tgan zaryadni o'lchaydi, shuning uchun u zanjirga ketma – ket ulanadi.

O'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasi undan o'tayotgan o'tayotgan tok kuchiga ta'sir qiladi. Shuni hisobga olgan holda tok kuchi zichligi tushunchasi kiritilgan. Tok kuchining zichligi deb, o'tkazgichning birlik ko'ndalang kesimi yuzidan o'tgan tokning kuchiga miqdor jihatidan teng bo'lgan kattalikka aytiladi.

$$j = \frac{I}{dS} = \frac{dq}{dS \cdot t} \quad (10.1.1)$$

Uning SI tizimidagi o'lchov birligi $1 \frac{A}{m^2}$.

Tok zichligi vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi zaryadlangan zarralarning harakat yo'nalishi bilan mos tushadi. Agar tok tashuvchi zarralarning konsentratsiyasi n , zaryadi e , harakat tezligi v bo'lsa, u holda dt vaqt intervalida S yuzadan oqib o'tuvchi zaryad miqdori

$$dq = n \cdot e \cdot \mathcal{G} \cdot S dt; \quad (10.1.2)$$

bundan tok kuchi:

$$I = \frac{dq}{dt} = n \cdot e \cdot \mathcal{G} \cdot S \quad (10.1.3)$$

tok zichligi $\vec{j} = n \cdot e \cdot \mathcal{G}$ teng bo'ladi. Elektr tokining quyidagi ta'sirlari mavjud:

1. Tokning magnit ta'siri

2. Tokning ximiyaviy ta'siri. $CuSO_4$ eritmasiga ikkita ko'mir tayoqchani kiritib va elektronlarni tok manbaiga ulab, ma'lum vaqt tok o'tgandan keyin elektrodalarda modda ajralishini kuzatamiz. Bunday hodisa tokning ximiyaviy ta'siri tufayli yuzaga keladi (elektroliz hodisasi).

3. Tokning issiqlik ta'siri. Har qanday o'tkazgichdan elektr toki o'tganda uning qizishi kuzatiladi. Kundalik turmushda ishlatiladigan elektr pechlar, elektr dazmollar elektr choynaklar, va hokazolarning ishlashi elektr tokining issiqlik ta'siriga asoslangandir. Elektr tokining ta'sirlari haqida batafsil ma'lumotlarni keyingi darslarda bayon etamiz.

O'tkazgich uchlaridagi potentsiallar ayirmasiga kuchlanish deyiladi.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q} = U \quad (10.1.4)$$

Kuchlanishning o'lchov birligi $1 \text{ Volt} = 1 \frac{\text{Joul}}{\text{Kulon}}$.

Boshqacha qilib aytganda, 1 Volt kuchlanish bu zaryadlarning bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga 1 Kulon zaryadini ko'chirishda bir Joul ish bajarishni bildiradi. Elektr zaryadni odatda ikkiga bo'linadi; 1. Manbaning ichki zaryadi. 2. Tashqi zaryadi.

Berk zanjirda bajarilgan umumiy ish faqat tashqi kuchlar manbaining energiyasi hisobiga tok manbai ichida sodir bo'ladi. 10.1.1-rasmda berk zanjir bo'ylab q zaryadni ko'chirishda tashqi kuchlar A_T ish bajargan bo'lsa, u holda

$$\varepsilon = \frac{A_r}{q} \quad (10.1.5)$$

Kattalik tok manbaining elektr yurituvchi kuchi deyiladi.

Tok manbaining elektr yurituvchi kuchi tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni elektr manbaini o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish bilan tavsiflanadigan fizik kattalikdir.

XBS sida E.Yu.K.ning o'lchov birligi ham *IVolt (V)*. Agar zanjirdagi tok manbaining E.Yu.K.si 1 V bo'lsa, zanjirdan miqdori 1 Kl bo'lgan zaryad o'tganda tashqi kuchlar ish bajaradi.

Zanjirdan o'tayotgan tok kuchi faqatgina kuchlanishga emas, balki, zanjirga ulangan o'tkazgichning xossalari ham bog'liq. Tok kuchining o'tkazgich xossasiga bog'liq bo'lishi turli o'tkazgichlarning turli elektr qarshilikka ega bo'lishi bilan tushuntiriladi. Qarshilik o'tkazgichning uzunligiga to'g'ri proporsional, ko'ndalang kesim yuzasiga teskari proporsional va o'tkazgichning materialiga bog'liq bo'lgan fizik kattalikdir.

$$R = \rho \frac{\ell}{S} \quad (10.1.6)$$

SI sistemasidagi birligi $1 \frac{\text{Volt}}{\text{Amper}} = 1 \text{Om}$. $1 \text{ kilo Om} = 1 \text{ kOm} = 1000$

Om , $1 \text{ Mega Om} = 1 \text{ MOm} = 10^6 \text{ Om}$. (6) formulada ρ - solishtirma qarshilik bo'lib, turli xil materialli o'tkazgichlar uchun turli qiymatlarga ega kattalik. Solishtirma qarshilikning birligi qilib (XBS sistemasida) uzunligi 1 m, ko'ndalang kesim yuzasi 1 m^2 bo'lgan o'tkazgichning qarshiligi qabul qilingan. Birligi 1 Om.m .

O'tkazgich qarshiligi – bu shunaqa kattalikka u o'tkazgichning tok o'tishiga to'sqinlik qilish xossasini ifodalaydi. Berilgan o'tkazgichning qarshiligi o'tkazgich materiallari (ρ) ning uning uzunligiga va ko'ndalang kesim yuzasiga bog'liq bo'ladi.

Qarshilikning haroratga bog'liqligi. Berilgan elektr zanjirdagi tok kuchi va kuchlanishni qurilmada o'lchash yo'li bilan aniqlaymiz. Endi zanjirning AB qismidagi o'tkazgichga alanga ta'sir etib uni qizdirsak uning qarshiligi ortar ekan u esa zanjirdan o'tayotgan tokning o'zgarishiga olib keladi. Temperatura ta'sirida o'tkazgichni qarshiligining ortishini quyidagicha tavsiflash mumkin. Metall o'tkazgichlarni qizdirganda ularning kristali panjaralari tugunlarida

joylashgan atom va ionlarning amplitudaviy issiqlik harorati ortadi bu esa o'z navbatida erkin elektronlarning haroratiga to'sqinlikning ortishiga olib keladi. Qarshilikning haroratga bog'liqligi quyidagicha ifodalanadi.

$$R = R_0(1 + \alpha \cdot t) \quad (10.1.7)$$

O'z navbatida $\rho = \rho_0(1 + \alpha t)$ Bunda α -qarshilikning harorat ko'effitsiyenti deyiladi. Qarshilikning o'tkazgich lK isitilgandagi nisbiy o'zgarishiga teng. Toza metallar uchun $\alpha = \frac{1}{273} K^{-1}$ ga teng.

Metallar qarshiligining haroratga bog'liqligidan foydalanib qarshilik termometrlari yasagan. Bunda o'tkazgich qarshiligining o'zgarishiga qarab uning haroratining o'zgarishi aniqlanadi yoki o'lchanadi. Harorat pasayib borsa o'tkazgichlarning qarshiligi kamayib boradi. Agar $t^o \rightarrow (-273^o)$ yoki $0^o K$ -da qarshilik 0 - ga yaqinlashadi bunda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi yuz beradi.

2. Om qonuni va uning integral hamda differentsial ko'rinishidagi ifodasi. O'tkazgichlar qarshiligi. Tokning ishi va quvvati. Joul-Lents qonuni. Zanjirning bir jinslimas qismi uchun Om qonuni.

Zanjirning bir qismi uchun om qonuni. Om qonunining differensial ko'rinishidagi tenglamalari. Om qonuni nemis fizigi Georg Simon Om tomonidan 1826-yilda ochilgan. Berilgan elektr zanjirida o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki

$$I \sim (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (10.2.1)$$

yoki, $I \sim U$ ekan. Agar bunday to'g'ri bog'lanishni tenglashtiradigan bo'lsak k - proporsionallik ko'effitsiyent kiritishga to'g'ri keladi va formula quyidagi ko'rinishni oladi.

$$I = K \cdot U \quad (10.2.2)$$

K -o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi deyiladi, K qancha katta bo'lsa o'tkazgichning o'tkazgich shuncha yaxshi bo'ladi.

$R = \frac{1}{K}$ o'tkazgichlarning elektr qarshiligi ekanligini hisobga olgan holda (10.2.2)-ni quyidagicha yoza olamiz.

$$I = \frac{U}{R} \quad (10.2.3)$$

Bunday bog'lanishni (materiallar uchun) birinchi bo'lib nemis olimi Georg Om aniqlagan, shuning uchun tok kuchi bilan kuchlanish

orasidagi munosabat Om qonuni deb ataladi. Bu bog'lanish zanjirning bir qismiga ta'sir qiladi. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuniga binoan tok kuchi o'tkazgichiga berilgan kuchlanishga U ga to'g'ri proporsional va o'tkazgichning qarshiligi R ga teskari proporsionaldir.

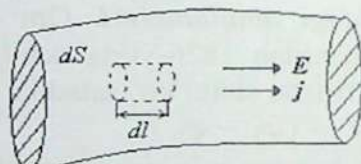
Om qonunining differensial ko'rinishidagi tenglamalari. Om qonunining differensial ko'rinishidagi ifodasini yozish uchun o'tkazgich ichida biror nuqtani tanlab olamiz. Bu nuqtadagi tok zichligi j va elektr maydon kuchlanganligi E bo'lsin. Bu nuqta atrofida asosi dS , yasovchisining uzunligi dl bo'lgan xayoliy elementar silindrni shunday ajrataylikki (10.2.2 - rasm), bu silindrchaning yasovchilari j ga parallel bo'lsin. Bu silindrchaning ikki asosi orasidagi kuchlanish $U=Edl$, asosidan o'tayotgan tokning kuchi $I=j dS$ silindrchaning qarshiligi esa $R = \rho \frac{dl}{dS}$ shuning uchun bu silindrchaga Om qonunini qo'llab, quyidagi ifodani yozamiz:

$$j dS = \frac{dS}{\rho dl} Edl \quad (10.2.4)$$

Agar j va E vektorlarning yo'nalishlari bir xil ekanligini hisobga olsak,

$$j = \frac{1}{\rho} E \quad (10.2.5)$$

bo'ladi.



10.2.1- rasm. j va E vektorlar.

O'tkazgich materialining solishtirma qarshiligi ρ ga teskari bo'lgan kattalikni, yani $\sigma = \frac{1}{\rho}$ materialning elektr o'tkazuvchanligi deb ataymiz. U holda (10.2.5) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi: $j = \sigma \cdot E$. Bu ifoda zanjirning bir qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishidir.

Tokning ishi va quvvati. Har qanday zanjirdan elektr toki o'tganda zaryadlangan zarralarning tartibli harakati (ko'chishi) yuz beradi: ya'ni ish bajariladi. Biz zanjirdan o'zgarmas tok o'tayotganda bajarilgan ishni ko'raylik. Uchlariga U - kuchlanish quyilgan o'tkazgichdan oqib turgan zaryad miqdori q -ga teng bo'lsa u holda bajarilgan ish

$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = U = \frac{A}{q}$ ga asosan $A = qU$ ga teng bo'ladi. Agar elektr tokining ta'rifiga binoan $q = I \cdot t$ ekanligini hisobga olsak, quyidagi ko'rinishda yoza olamiz.

$$A = I \cdot U \cdot t \quad (10.2.6)$$

ya'ni o'zgarmas tokning bajargan ishi o'tkazgich orqali o'tayotgan tokning kuchi I — o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish U va tokning oqib o'tish vaqti t ko'paytmalariga teng bo'lar ekan. Agar kuchlanish Volt hisobida, zaryad miqdori Kulon hisobida o'lchansa ifodadan ishning birligi Joule quyidagicha kelib chiqadi. (10.2.6)- formulada tok kuchi Amperlarda, kuchlanish Voltlarda, vaqt esa sekundlarda o'lchansa ishning birligi Joule quyidagicha kelib chiqadi, ya'ni $1J = 1A \cdot 1V \cdot 1s$.

Agar zanjir qismi uchun Ohm qonuniga binoan $I = \frac{U}{R}$ ekanligini hisobga olsak u holda elektr toki bajargan ishni

$$A = \frac{U}{R} \cdot U \cdot t = \frac{U^2}{R} \cdot t \quad (10.2.7)$$

ifoda orqali ham hisoblash mumkin. Elektr tokining bajargan ishini shu ishni bajarish uchun ketgan vaqtga nisbati bilan o'lchanadigan kattalikka elektr tokining quvvati deyiladi. Uni quyida ko'rinishlarda ifodalash mumkin.

$$P = \frac{A}{t} = \frac{I \cdot U \cdot t}{t} = I \cdot U = I^2 \cdot R = \frac{U^2}{R} \quad (10.2.8)$$

Quvvatning XBS sistemasidagi birligini
 $Wt = 1 \frac{J}{s} = A \cdot V = A^2 \cdot \Omega m = \frac{V^2}{\Omega m}$ ko'rinishlarda ifodalanadi. Elektr toki bajargan ishni quvvat orqali quyidagicha yoza olamiz.

$$A = P \cdot t \quad (10.2.9)$$

Elektrotexnikada elektr energiyasini hisoblashda ishni Joullarda emas, balki, "Vatt-soat yoki "kVt-soat"larda ifodalash qabul qilingan.

3. Turli muhitlarda elektr toki. Gazlarning ionlanishi. Nomusta qil gaz razryad. Musta qil gaz razryad va uning turlari.

Gazlarda elektr toki. Razryad turlari. Gazlar normal sharoitda, neytral atom va molekulalardan tashkil topgan bo'lib, elektr tokini o'tkazmaydi. Gazlarda elektr tokini hosil qilish uchun uning atom va molekularining bir qismini ionlashtirish, ya'ni ularni musbat zaryadli ion va manfiy zaryadli elektronlarga parchalab yuborish lozim. Bu

jarayonda hosil bo'lgan elektronlarning bir qismi neytral atomlarga qo'shib manfiy ionlarni ham hosil qilishi mumkin. Atom va molekularlar musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalarning muvozanatdagi mustaxkam sistemasidir. Ularni ionlashtirish uchun ma'lum miqdorda ishbajarish kerak. Bajariladigan ishning miqdori atom va molekularlarning kimyoviy tabiatiga, ular tarkibidagi elektronlarning energetik holatiga bog'liq. Atomlarning, boshqa elektronlariga nisbatan, uning tashqi qobig'ida joylashgan valent elektronlari kuchsiz bog'langan bo'ladi. Shuning uchun ularni ajratib olish uchun eng kam ish bajariladi. Bu ishni atomning ionlanish potentsiali bilan bog'lash mumkin: $A=e\phi$. Atom va molekularlarni turli tashqi ta'sirlar vositasida ionlash mumkin: qizdirish, rentgen yoki gamma nurlari bilan nurlantirish, katta tezlikda harakatlanayotgan elektronlar, ionlar va boshqa zarrachalar bilan bombardimon qilish va hokazo.

Gazlarda elektr toki: Oddiy sharoitda gazlar elektr tokini o'tkazmaydi. Gazlar ionlashtirilsagina, elektr tokini o'tkazadi. Gaz molekularining ionlashishi deb, tashqi ta'sirlar natijasida (masalan, gazni qizdirish, nurlatish va x.k.) ularning musbat va manfiy ionlarga aylanishiga aytiladi. Gazlarni ionlashtiradigan qurilmalar ionlashtirgichlar deyiladi. Masalan, gazni kuchli qizdirish, ultrabinafsha, rentgen nurlari bilan nurlantirish va elektronlar zarbi ta'sirida gazlarni ionlashtirish mumkin. Elektronlar zarbidan atomni ionlashtirish uchun elektronlarning kinetik energiyasi atomning ionlashish energiyasiga teng yoki undan katta bo'lishi kerak. Ya'ni

$$\frac{mv^2}{2} \geq A_i = eU_i \quad (10.3.1)$$

Elektron bu energiyaga ikkita to'qnashuv orasidagi λ masofani o'tganda, elektr maydon kuchlari bajargan ish hisobiga erishadi:

$$\frac{mv^2}{2} = eE\lambda_i \quad (10.3.2)$$

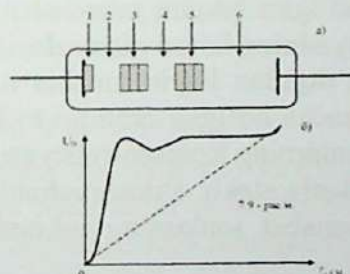
Gazlar orqali elektr tokini o'tishiga *gaz razryadi* deyiladi. Gaz razryadi vaqtida gaz o'zidan tarkibiga bog'liq holda turli rangdagi nurlar chiqaradi. Gazlarda elektr toki elektronlar, musbat va manfiy ionlarning tartibli harakati tufayli hosil bo'ladi. Gazlarning ionlashishiga teskari jarayonga rekombinatsiya deyiladi. Ionlashtirgichning ta'siri to'xtatilgandan so'ng to'xtab qoladigan razryad nomustaqil razryad deyiladi. Ionlashtirgichning ta'sirisiz ham

yuz beradigan razryad mustaqil razryad deyiladi. Mustaqil razryadda tok tashuvchilar gaz molekulalarini elektronlar va ionlar zarbi hisobiga va boshqa sabablar tufayli hosil bo'ladi. Mustaqil razryad quyidagi turlarga bo'linadi: Miltillama razryad, tojli razryad, uchqunli razryad, yoy razryad.

Gazlarni zarrachalar vositasida ionlashtirish zarbali ionlashish deyiladi. Faraz qilaylik, bizga bir atomli gaz berilgan. Unga zarrachalar oqimini yo'naltirsak, zarrachalar gazning neytral atomlari bilan to'qnashadi. Zarrachalarning kinetik energiyasi atomlarning ionlanish ishidan kam bo'lmasa to'qnashuv noelastik bo'ladi va gazning atomi ionlashadi, ya'ni elektron va musbat zaryadli ion hosil bo'ladi. Elektronlar o'z navbatida ionlar bilan birlashib ularni neytral holga keltirishi mumkin. Bu xodisani rekombinatsiya hodisasi deyiladi. Ionlashgan gazdan tok o'tishiga elektr razryadi yoki gaz razryadi deyiladi.

Razryad turlari. Mustaqil gaz razryadlari bir necha turlarga bo'linadi. Bulardan 1) toj razryadi – oddiy atmosfera bosimlaridagi gazlarda ro'y beradi; 2) uchqunli razryad – kondensator qoplamalari yoki induksion g'altak chulg'aming ikki uchi orasida sodir bo'luvchi qisqa vaqtli razryad; 3) yoy razryadi – elektrolitlarda sodir bo'luvchi razryad va miltillama razryad. Quyida miltillama razryad bilan tanishamiz.

Miltillama razryad. Miltillama razryad past bosimlarda kuzatiladi. Uni kuzatish uchun yassi elektrodlar kavsharlangan, ichida havosi bor 30-50 sm uzunlikdagi nay olamiz. Uning elektrodlariga bir necha yuz Volt o'zgarmas kuchlanish qo'yib havoni nasos yordamida so'rib ola boshlaymiz.



10.3. 1-rasm. Miltillama zaryadni hosil qilish.

Bosim 5-7 kPa gacha kamaytirilganda nayda qizqish ingichka ilon iziga o'xshash ipsimon razryad hosil bo'ladi. Bosim yanada kamayib 13 Pa ga etganda razryad asta sekin yo'qonlashib. K va A orasidagi potentsial taqsimoti ham rasmda ko'rsatilgan. Razryad sohasi asosan 6 qismdan iborat. 1- soha - atom qorong'iligi deyiladi. U katodga juda yopishgan bo'ladi, qalinligi millimetrlarning ulushlariga teng. Bu sohada elektronlar gaz molekulalarini qo'zg'atishga etarli energiyaga ega bo'lmaydi. 2 yupqa yorug' soha - katod (qatlami) chaqnashi deyiladi. Bu sohaga etib borgan elektronlar energiyasi gaz molekulalarini qo'zg'atishga etarli lekin ionlay olmaydi. Uyg'ongan ionlar nur chiqarib o'zlarining asosiy holatlariga qaytadilar. 3 katod qorong'iligi sohasiga etib kelgan elektronlar molekulalarni ionlashtirish uchun etarli energiyaga ega bo'ladilar. Natijada molekulalarning ionlashishi tufayli elektron quyuni hosil bo'ladi, molekulalarning qo'zg'algan holatga o'tish ehtimolligini kamaygani uchun gazning yorug'lik chiqarishi susayib ketadi. Nayda mustaqil razryad hosil bo'lishi uchun 3- qorong'i soha hal qiluvchi ahamiyatiga ega, chunki shu sohada paydo bo'lgan musbat ionlar katodga etib kelib urilganlarida undan etarlicha miqdorda elektronlarni urib chiqarilishini ta'minlaydilar.

Katod qorong'iligi sohasi keskin 4-manfiy miltillama razryad sohasiga o'tadi. Bu nurlanish sohasi katod tomonda qat'iy chegaralangan. U asosan elektron va musbat ionlarning rekombinatsiyalanishi oqibatida gazga keladi. Anod tomonga borgan sari miltillama nurlanish ravshanligi susayib boradi va elektron qorong'ining eng tez elektronlari ham etib kela olmaydigan, 5-Faradey qorong'iligi sohasiga tutashib ketadi.

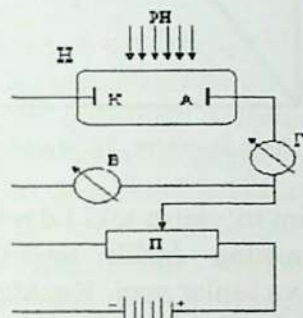
Yuqorida tavsiflangan razryad sohasida mustaqil razryadni ushlab turish uchun kerak bo'lgan barcha jarayonlar sodir bo'ladi, shuning uchun 1-5 sohani razryadning katod qismi deyiladi.

Faradey qorong'iligidan keyin musbat nurlanish deb atalgan 6 soha boshlanib anodgacha bo'lgan oraliqni to'la egallaydi. Bu sohada elektron va musbat ionlarning konsentratsiyasi va umuman ionlashish yuqori bo'ladi. Soha katta elektr o'tkazuvchanligiga ega. Musbat soha asosan elektron va musbat ionlarning rekombinatsiyalanishi tufayli hosil bo'ladi.

Naydagi gazning turiga qarab turli rangdagi razryad hosil bo'ladi. Masalan neon gazi ravshan qizil, argon-ko'k yorug'lik chiqaradi va

boshqalar. Shuning uchun miltillama razryad kunduzgi yorug'lik lampalarida qo'llaniladi.

Nomusta qil va mustaqil gaz razryadlari. Gazning elektr o'tkazuvchanligi doimiy tashqi ta'sir hisobiga sodir bo'lsa, bunday razryadni nomusta qil razryad deyiladi va u tashqi ta'sir to'xtatilgan zahoti so'nadi. Nomusta qil razryad hodisasini quyidagi qurilma yordamida o'rganish mumkin (10.3.2-rasm).



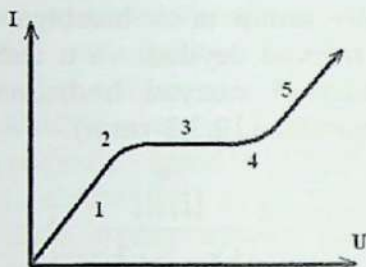
10.3.2 – rasm. Nomusta qil razryad hosil qilinadigan qurilma.

Bir atomli gaz to'ldirilgan hamda K-katod va A-anod elektrodlar kavsharlangan N-shisha nay intensivligi o'zgarmas Rengen nurlari bilan nurlantirilsa naydagi gaz ionlashadi. K va A elektrodlar orasida P potentsiometr yordamida potentsiallar farqi hosil qilinsa gazdan tok o'tadi. G galvonometr vositasida o'lchangan I tokning V voltmetr bilan o'lchangan U kuchlanishga bog'lanishini (VAX) Volt-Amper harakteristika deyiladi. Tok tashuvchilar vazifasini elektron va bir valentli musbat ionlar bajaradi. Ularning soni, zaryadi miqdoran teng, ishoralari esa qarama-qarshi. Kuchlanishning uncha katta bo'lmagan qiymatlarida tok kuchlanishga to'g'ri proporsional bo'ladi (1soha). Tok zichligi esa

$$j = (n^+ e^+ u^+ + n^- e^- u^-) E \quad (10.3.3)$$

Ionlashtiruvchi rengen nurlarining intensivligi doimiy bo'lgani uchun kuchlanish ortishi bilan anod va katodga birlik vaqt ichida etib borayotgan tok tashuvchilarning soni kamaya boradi (2 soha) va Om qonunidan chetlashish kuzatiladi. Kuchlanishning yanada ortishi natijasida gazda birlik vaqt ichida qancha elektron va ion hosil bo'lsa, ularning barchasi aynan shu vaqt ichida mos ravishda anod va katodga

etib kelishadi. Ya'ni, anod va katodga kelib tushyotgan zaryadli zarrachalar soni o'zgarmas bo'lib qoladi. Natijada tok ham o'zgarmaydi (3 soha).



10.3.3 – rasm. To'yinish toki.

Tokning bu qiymatini to'yinish toki I deyiladi va $I_m = en$ ga teng bo'ladi. Bundagi n -gazning birlik hajmida 1 sekunda hosil bo'layotgan elektronlar va ionlar soni. Kuchlanish yanada ortirilganda tokning keskin ortib ketish sabablari bilan quyida tanishamiz.

Mustaqil gaz razryadi deb tashqi ionizatorning ta'siri to'xtatilganda ham davom etadigan gaz razryadiga deyiladi. Buning uchun razryadining o'zi, quyida bayon qilingan jarayonlar tufayli, gazda uzliksiz tok tashuvchilarni hosil qilish imkoniyatiga ega bo'lish kerak. Ular gaz molekularini zarbali ionlashishi tufayli paydo bo'ladilar. Yuqoridagi K-A orasidagi kuchlanishning o'sishi ionizator ta'sirida hosil bo'lgan elektron va ionlar energiyasini orttiradi. Natijada quyidagi jarayonlar sodir bo'lishi mumkin:

1. Aniqlik uchun nay ichidagi gaz molekulalardan tashkil topgan bo'lsin. U holda elektr maydoni ta'sirida tezlanish olgan ($a=eE/m$) elektronlar erkin yugurish yo'li oxirida etarli energiya to'plab neytral molekullarni ionlashtirib ikkilamchi elektronlarni va ionlarni hosil qilishi mumkin. Ikkilamchi elektronlar esa o'z navbatida boshqa neytral molekullar bilan to'qnashib yangi elektron va ionlarni hosil qilishadi va hokazo. Natijada elektronlarning soni, anodga yaqinlashgan sari, quyun Simon ortadi.

2. Gazdagi musbat zaryadlangan ionlar ham elektr maydoni ta'sirida tezlashib, o'z yo'lida uchragan neytral molekullarni ionlashtirishi yoki qo'zg'algan holatga o'tkazishi mumkin. Qo'zg'algan holatdagi molekullar o'rtacha 10^{-8} sekund davomida,

elektromagnit to'liqlar (fotonlar) ni nurlantirib, o'zlarining asosiy holatlariga o'tadilar.

3. Fotonlar o'z navbatida neytral molekulalarni ionlashtirishi va katod bilan to'qnashganda uning sirtidan elektronlarni urib chiqarishi mumkin.

4. Gaz tarkibidagi musbat ionlar ham elektr maydon ta'sirida tezlashib katodga urilganda undan elektronlarni urib chiqarishi mumkin.

5. Nihoyat katod va anod orasidagi kuchlanishning ancha katta qiymatlarida gaz tarkibidagi musbat ionlar uning neytral molekulalarini ionlashtirishga qodir bo'lib qolishlari natijasida ularning soni katod tomonga borgan sari quyunimon ko'payib ketishi mumkin. Mazkur katod sirtidan musbat ionlar urib chiqarayotgan qo'shimcha elektronlar o'z navbatida katod va anod orasida shunday tezlashadilarki, o'z yo'lida uchragan neytral molekulalarni ionlashtira boshlaydi, natijada gazda qo'shimcha ionlar hosil bo'ladi, shu paytdan boshlab razryad mustaqil bo'lib qoladi.

4. Plazma haqida tushuncha. Elektronning metallardan chiqish ishi.

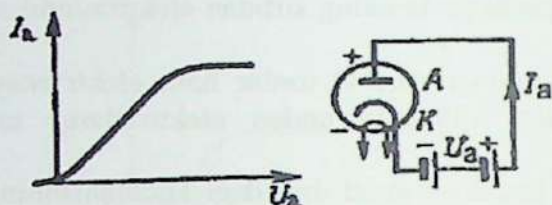
Termoelektron emissiya hodisasi. Kontakt potentsiallar farqi.

Termoelektrik hodisalari.

Metallardan elektronlarning chiqish ishi. Termoelektron emissiya. Vakuumdagi elektr toki. Vakuum havosiz bo'shliq bo'lib, elektr tokini o'tkazmaydi. Chunki, unda tok tashuvchi zarrachalar yo'q. Lekin ma'lum shart-sharoit yaratilsa, vakuum ham elektr tokini o'tkazadi. Maxsus vakuum hosil qilingan idishda masalan, vakuumli diodda elektronlar oqimini hosil qilish mumkin. Buning uchun diodning katodi yordamchi tok manbai hisobiga qizdirilsa, u o'zidan elektronlarni chiqaradi. Bu hodisaga *termoelektron emissiya* hodisasi deyiladi. Katoddan chiquvchi elektronlar soni uning cho'g'lanish haroratiga va katodning tabiatiga bog'liq.

Demak, *vakuumdagi* elektr toki erkin elektronlar oqimidan iborat. 1-rasmda vakuumli diodning sxemaga ulanishi va uning volt-ampere tavsifnomasi keltiriltgan. Diod – ikkita elektrod, A-anod va K-katoddan tuzilgan. Katod va anod orasiga kuchlanish berilsa, diod orqali tok o'ta boshlaydi. Bu tok anod toki deyiladi. Uning kattaligi katod harorati va anod-katod orasidagi kuchlanishga bog'liq bo'ladi.

Diodlar elektr tokini bir tomonlama o'tkazish xususiyatiga ega. Uning bu xossasidan foydalanib o'zgaruvchan toklarni o'zgarmas tokka aylantirishda va signallarni detektorlashda qo'llaniladi.



10.4.1-rasm. Termoelektron emissiyani hosil qilish.

Endi termoelektron emissiya hodisasi bilan tanishaylik. Metallardagi erkin elektronlar odatdagi temperaturalarda ham ma'lum issiqlik harakat tezligi $V=1,1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ga va quyidagi kinetik energiya $E_k = \frac{m \langle u \rangle^2}{2} \approx 5,5 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ ga ega bo'ladi. Lekin ular metallni tark etolmaydi. Demak, ularni metallda tutib turadigan qandaydir kuch bo'lishi kerak. Elektron metallni tark etishi uchun bu kuchning qarshiligini engishi, ya'ni unga qarshi ish bajarish zarur. Elektronni metalladan ajratib, vakuumga chiqarish uchun bajarish kerak bo'lgan ish **chiqish ishi** deyiladi. Metallar qizdirilsa, ularning kinetik energiyasi oshib, metalldan ajralib chiqa boshlaydi. Qizdirilgan metallardan elektronlarning uchib chiqishiga termoelektron emissiya xodisasi deyiladi. Metallarda erkin elektronlar soni ko'p va ularning tezliklari turlichabo'lganligi uchun o'rtacha temperaturada ham ayrim elektronlar chiqish ishini engishga etarli energiyaga ega bo'lib, metall sirtini tark etib turadilar. Temperatura ortishi bilan esa metallning sirtidan uchib chiqayotgan elektronlarning oqimi sezilarli ortadi. Termoelektron emissiyaning qonuniyatlarini vakuumli diod deb ataladigan ikki elektrodli lampa yordamida o'rganish mumkin.

Ikki elektronlik lampalar. Metall tarkibidagi erkin elektronlarga chiqish ishini engishga etarli energiya berilsa, ular metall sirtidan uchib chiqishlari mumkin. Bu hodisani elektron emissiya hodisasi deyiladi. Elektronlar qanday energiya hisobiga uchib chiqishiga qarab termoelektron, fotoelektron, ikkilamchi elektron va avtoelektron emissiyalar deyiladi.

Vakuumli diod, ichiga anod (A) va katod (K) deb ataladigan ikkita elektrod joylashtirilgan va havosi so'rib olingan shisha yoki metall

ballondan iborat. Diodning katodi, elektronning chiqish ishi nisbatan kichik bo'lgan, metall oksidlar bilan qoplangan qiyin eriydigan metall simdan yasaladi. Uning anodi esa katodni o'rab olgan silindr shaklidagi metallardan yasaladi (10.4.1-rasm).

Elektr sxemalarda diodning tasvirlash va ulash ε_K -tok manbai orqali katoddan tok o'tkazilsa, u qiziydi va undan elektronlar uchib chiqadi, ya'ni termoelektron hodisa ro'y beradi. Agar anodga A - tok manbaining musbat qutbi ulansa lampadan tok o'tadi, manbaining manfiy qutbi ulanganda lampadan tok o'tmaydi. Demak, katoddan manfiy zaryadli zarrachalar - elektronlar uchib chiqayotganiga ishonch hosil qilish mumkin.

Katod harorati o'zgarmas bo'lganda lampadan o'tayotgan I tokning katod va anod oraliqida hosil qilingan kuchlanish U ga bog'lanishini, odatda, lampaning Volt-Amper harakteristikasi (VAX) deyiladi. Diodning VAX si Rossiyalik fizik S.A. Boguslavskiy va amerikalik fizik I.Lengmyurlar tomonidan atroficha o'rganilgan. Ularning olgan natijalariga ko'ra, anod kuchlanishining uncha katta bo'lmagan musbat qiymatlarida termoelektron tok quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgaradi:

$$I_a \approx BU^{3/2} \quad (10.4.1)$$

bu erda B-koeffitsiyent elektrodning shakli, o'lchami va ularning o'zaro joylashiga bog'liq, ya'ni berilgan diod uchun o'zgarmas kattalik. (10.4.1) formula Boguslavskiy-Lengmyur qonunini ifodalaydi. Anod kuchlanishi ortishi bilan tok o'zining maksimal qiymatigacha o'sib o'zgarmas bo'lib qoladi. Tokning maksimal qiymatini to'yinish toki deyiladi. Uning qiymati katodning haroratiga proporsional bo'ladi.

Tajribada kuzatilgan VAX ni quyidagicha tushuntirish mumkin. Qizdirilgan katoddan uchib chiqayotgan elektronlar tezligi turlicha bo'ladi. Shuning uchun ularning bir qismi to'g'ridan-to'g'ri anodga etib borishlari va I_{01} yoki I_{02} toklarni hosil qiladilar. Tezligi katta bo'lgan elektronlarning katod oldida tutib qolish uchun anodga U_1 tormozlovchi manfiy kuchlanish qo'yish kerak. $T_2 > T_1$ bo'lgani uchun I_{02} ham I_{01} dan katta bo'ladi, chunki harorat ortishi bilan katoddan katta tezlikda uchib chiqayotgan elektronlarning soni ham ortadi. Katodga nisbatan anodning potentsiali ortgan sari unga etib kelayotgan elektronlarning soni orta boshlaydi va tok kuchi dastlab $3/2$ qonuni bilan o'sa boshlaydi.

U ning qiymati o'sishi bilan birlik vaqt ichida anodga etib kelayotgan elektronlarning sonining ortishi kamaya boshlaydi, natijada tokning o'sishi ham kamayadi va nixoyat berilgan haroratda katoddan birlik vaqt ichida uchib chiqayotgan elektronlarning barchasi birlik vaqt ichida anodga kelib tusha boshladi. Shuning uchun U ortishiga qaramasdan tok kuchi o'zgarmay qoladi, ya'ni anod toki to'yinadi.

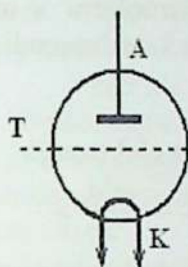
Katodning harorati orttirilsa undan uchib chiqayotgan elektronlarning soni ham ortganligi uchun to'yinish toki ham katta bo'ladi. Demak to'yinish tokining zichligi katod materialining elektronlarni emissiyalash qobiliyatini belgilaydi.

Kvant statistikasi qonunlariga asoslanib Richardson va Deshmanlar to'yinish tokining zichligi quyidagi ko'rinishga ega ekanligini nazariy aniqlaganlar:

$j = Ce^{-A/kT}$. Bu erda A - elektronning katoddan chiqish ishi, T - termodinamik temperatura, $C=1,2 \cdot 10^6$ A/m² metallar uchun bir xil doimiy koeffitsiyent, k - Bolsman doimiysi. A ning kamaytirish orqali j ni kuchaytirish mumkin. Shuning uchun ham katod chiqish ishi kichik bo'lgan metall oksidlari bilan qoplanadi. Termoelektron emissiya hodisasi texnikada keng foydalaniladi (elektron lampa, rentgent va televizor trubkalari).

Uch elektrodli elektron lampalar. Termoelektron emissiya radioelektronika qurilmalarining eng asosiy elementlari bo'lmish **elektron lampalarda** keng qo'llaniladi. Elektron lampalar havosi so'rib olingan kolbadan iborat bo'lib, kolbaning ichiga elektrodlar joylashtiriladi. Har qanday elektron lampaning asosiy elektrodlaridan biri – katoddir. Katodlar bevosita yoki bilvosita cho'g'lanuvchi katodlarga bo'linadi.

Radiotexnikada dastlab diodlar bilan birga triod lampalari ham keng qolalanilgan. Triod lampalarida 3 ta elektrod boladi: anod, katod va tor 2-rasm. Boshqacha aytganda anod (A) va katod (K) elektronlari orasiga yana bitta elektrod kiritilsa, uch elektrodli lampa triod hosil bo'ladi. Cho'g'lanish tolasini o'rab olgan spiral to'r (T) deyiladi. Cho'g'lanish tolasi bilan to'rni o'rab olgan metal silindr anod vazifasini bajaradi. Uchta elektrodga ega bo'lgan bunday lampa **triode** deyiladi. Triodning shartli tasvirlanishi 10.4.2-rasmda keltirilgan.



10.4.2-rasm. Triodning sxemasi.

Elektron lampaning anodi tok manbainiing musbat qutbiga, katodi manfiy qutbiga ulanganda, cho'g'langan katoddan otilib chiqqan elektronlarning anoddan katodga tomon yo'nalgan elektr maydoni ta'sirida, anodga etib borishi sababli zanjir yopiladi, ya'ni lampadan tok o'tadi.

Triod lampalari elektr signallarini kuchaytirish uchun qollaniladi.

Plazma va uning asosiyxossalari. Yuqori darajada ionlashgan gazga plazma deyiladi. plazma gazning qisman yoki to'liq ionlashgan holatidir. O'ta yuqori temperaturalarda ($T=10000^{\circ}\text{K}$) gaz molekulalarining to'qnashuvlari tufayli ionlashish sodir bo'ladi. Bunday ionlashgan gazdagi musbat va manfiy zaryadlarning hajmiy zichliklari absolyut qiymatlari jihatidan taxminan teng bo'ladi:

$$\rho_+ = |\rho_-| \text{ yoki } \rho_+ + \rho_- = 0 \quad (10.4.2)$$

Ionlarning issiqlik harakatlari sababli, "+" va "-" larning oniy qiymatlari ularning o'rtacha qiymatlari atrofida tartibsiz tebranib turadi. Shuning uchun tenglik ma'lum darajada doimo buzilib turadi. Plazmaning eng muhim xususiyatining kvazineytralligida. Kvazineytrallik tushunchasi bilan elektronlar va bir xil ionlardan iborat bo'lgan plazma misolida tanishaylik. Bunday plazmada elektronlarning issiqlik harakat tezliklari ionlarnikidan kattaroq bo'ladi. Shuning uchun elektronlar plazma tashkil qilgan hajmdan tezroq chiqib ketishi va plazma hajmida ionlarni miqdori ortib ketishi tufayli elektr maydon vujudga kelishi kerak. Lekin, plazmada katta elektr maydoni vujudga kelmaydi. Chunki, plazmaning biror qismida ionlarning to'planib qolishi natijasida vujudga kelgan ionlarning harakatiga tormozlovchi ta'sir ko'rsatadi, so'ng ularni orqaga qaytaradi. Shu tarzda elektronlarni tebranma harakati vujudga keladi. Bu tebranishlarning chastotasi va amplitudasini topaylik.

Zichligi n_e bo'lgan elektronlarni x masofaga siljishi natijasida vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = -\frac{en_e x}{\epsilon_0} \quad (10.4.3)$$

bo'ladi. Bu maydon tomonidan elektronga

$$F = eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x \quad (10.4.4)$$

kuch ta'sir etadi. Bu kuch $F = -kx$ kuchga o'xshash. Shuning uchun bu kuch ta'sirida elektron plazma hajmida

$$\omega_l = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (10.4.5)$$

chastota bilan tebranadi. Bu chastotani plazma chastotasi yoki Lengmyur chastotasi deyiladi. Elektronlar bilan ionlarning to'qnashuvi natijasida tebranish so'nadi. Tebranishlar amplitudasini quyidagicha topish mumkin. Elektron plazma hajmi bo'ylab elektr maydonida x masofaga siljiydi va maydon ish bajaradi:

$$A = Fx = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 \quad (10.4.6)$$

Bu ish shu elektronni kinetik energiyasini o'zgarishi hisobiga bajariladi. Shuning uchun

$$\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 = kT_e \quad (10.4.6)$$

bundan

$$x = \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k}{e^2 n_e} \cdot T_e} \quad (10.4.7)$$

kelib chiqadi. Bu ifoda issiqlik harakati tufayli plazmada zaryadlar fazoviy ajraladigan masofaning maksimal qiymatini aniqlaydi. Bu masofani Debay radiusi (D) deb ataladi. Shunday qilib, Debay radiusi zaryadlarning fazoviy ajralishi darajasini, Lengmyur chastotasi esa zaryadlarning ajralmas holatiga qaytish davrini, ya'ni plazmani zaryad jihatidan neytralligini tiklash davrini harakterlaydi. Hisoblashlar ko'rsatadiki, $T \neq \text{sonst}$ holat uchun bir zaryadli ionlardan iborat plazmada Debay radiusi

$$\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k T_u / [n_0 e^2 (1 + T_u / T_e)]} \quad (10.4.8)$$

Agar plazmadagi ionlar temperaturasi T_i elektronlar temperaturasi T_e dan juda kichik, ya'ni $T_i \ll T_e$, bo'lsa, Debay radiusini plazmaning

ion T_i temperaturasi belgilaydi. Agar plazma muvozanat vaziyatda, ya'ni $T_i = T_e = T$ bo'lsa, bunday holda Debay radiusini hisoblash mumkin bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Gazlarda elektr toki ni nima hosil qiladi?
2. Gaz razryadlari deganda nimani tushunasiz?
3. Rekombinatsiyalanish nima?
4. To'yinish toki deganda qanaqa toki tushunamiz?
5. Ionizator nima?
6. Nomustaqil va mustaqil gaz razryadlari bir-birlaridan qanday belgilar bilan farqlanadi?
7. Plazma hosil bo'lish shartini tushuntiring.
8. Chiqish ishi deb qanday ishga aytiladi?
9. Termoelektron hodisasini ayting.
10. Lampaning diodi nimaga aytiladi?
11. Lampaning triodi nimaga aytiladi?
12. Termoelektron emissiya hodisasini tushuntiring.

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism. 237-b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir"1 t, S 653.

11-MAVZU. MAGNIT MAYDON. ELEKTROMAGNIT INDUKTSIYA HODISASI

Reja:

1. Magnit maydon va uning xarakteristiklari. Bio – Savar – Laplas qonuni va uning magnit maydonlarini hisoblash uchun qo'llanilishi.

2. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'sirlashuvi. Harakatdagi zaryadning magnit maydoni. Lorents kuchi. Magnit induksiya vektori oqimi.

3. Magnit maydon uchun Gauss teoremasi. Tokli o'tkazgichni magnit maydonida ko'chirishda bajariladigan ish. Elektromagnit induksiyasi hodisasi.

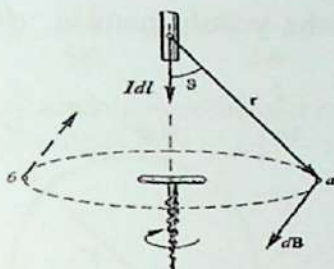
4. Faradeyning qonuni. Magnit maydonida aylanuvchi ramka. Konturning induktivligi. O'zinduksiya. Ulash va uzish ekstratoklari. O'zaro induksiya. Magnit maydon energiyasi. Uyurmali elektr maydon.

1. Magnit maydon va uning xarakteristiklari. Bio – Savar – Laplas qonuni va uning magnit maydonlarini hisoblash uchun qo'llanilishi.

Har qanday ko'rinishdagi o'tkazgichlardan elektr toki o'tganda, uning atrofida hosil bo'ladigan magnit maydon yo'nalishini aniqlash uchun quyidagi tajribalarni amalgam oshiramiz to'g'ri shakldagi o'tkazgichdan tok o'tganda magnit maydon kuch chiziqlari yo'nalishini tavsiflovchi animatsiyadan fragment aylana shakldagi o'tkazgichdan tok o'tganda magnit maydon kuchchiziqlari yo'nalishini tavsiflovchi animatsiyadan fragment solenoiddan tok o'tganda magnit maydon kuch chiziqlari yo'nalishini tavsiflovchi animatsiyadan fragment *Bio-Savar-Laplas qonuni* I_{dl} tok elementining o'zidan r masofaga hosil qilgan magnit maydon induksiyasi quyidagi ifodadan topiladi (11.1.1-rasm).

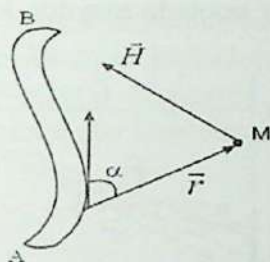
$$d\vec{B} = \frac{I \cdot |d\vec{\ell} \cdot \vec{r}|}{4\pi r^3} \quad (11.1.1)$$

ga ega bo'lamiz. Bu *Bio-Savar-Laplas qonunining differensial ko'rinishidir*.



11.1.1 – rasm. Bio-Savar-Laplas qonuniga ko'ra Magnit maydon induksiya-sini aniqlash.

Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgich kesimidan oqayotgan tokning M - nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligini, kesimning A va B nuqtalari chegarasida (11.1.1) ifodani integrallash bilan topamiz (11.1.2 – rasm).



11.1.2- rasm. Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgich kesimidan oqayotgan tok.

$$\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{1}{r^3} [\vec{dl} \cdot \vec{r}]. \quad (11.1.2)$$

Bu Bio-Savar-Laplas qonunining integral ko'rinishidir.

Hisoblash qulay bo'lishi uchun (11.1.2)-ifodani quyidagicha skalyar ko'rinishda yozish mumkin:

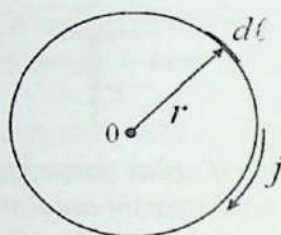
$$H = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{dl \cdot \sin \alpha}{r^2}, \quad (11.1.3)$$

1-misol. Aylana ko'rinishdagi tokli o'tkazgichning markazida hosil bo'ladigan magnit maydon kuchlanganligini aniqlab ko'ramiz (11.1.3 - rasm).

O'tkazgich bo'laklarini hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi bir xil yo'nalishda bo'lgani sababli, ularning yig'indisini skalyar

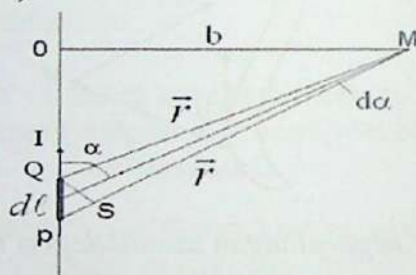
ko‘rinishda quyidagicha yozish mumkin, $d\vec{\ell} \perp \vec{r}$ bo‘lganligi uchun $\sin \alpha = 1$ ga teng.

$$H = \frac{I}{4\pi \cdot 2} \int_{\ell} d\ell = \frac{I}{4\pi \cdot 2} \cdot 2\pi r = \frac{I}{2r} \quad (11.1.4)$$



11.1.3 - rasm. Aylana ko‘rinishdagi tokli o‘tkazgichning markazida hosil bo‘ladigan magnit maydon kuchlanganligi

2 - misol. To‘g‘ri chiziqli, uzunligi cheksiz bo‘lgan o‘tkazgichdan b masofada joylashgan M nuqtada maydon kuchlanganligini hisoblab ko‘ramiz (11.1.4 - rasm).

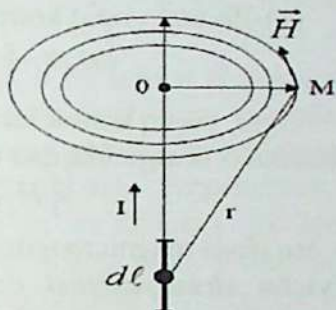


11.1.4- rasm. To‘g‘ri chiziqli, uzunligi cheksiz bo‘lgan o‘tkazgichdan b masofada joylashgan M nuqtada maydon kuchlanganligi.

Bu yerda ham o‘tkazgich elementlari hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi yo‘nalishlari bir xildir. ROM uchburchakdan $r = \frac{b}{\sin \alpha}$ ekanligini topamiz. QS kesma r radiusning kichik yoyi deb bilsak, u QMS kichik burchak yoki daburchakka yondashadi. U holda $QS = r \cdot d\alpha$ ga teng bo‘ladi. Ikkinchi tarafdin PQS uchburchakdan $d\ell$ gipotenuza QS katet bilan quyidagicha bog‘langan $PQ = d\ell$ $QS = d\ell \sin \alpha$, $r d\alpha = d\ell \cdot \sin \alpha$, $d\ell = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{b d\alpha}{\sin^2 \alpha}$. O‘tkazgich uzunligi cheksiz bo‘lganligi uchun integrallash chegarasi $\alpha = 0 + \pi$ orasida bo‘ladi.

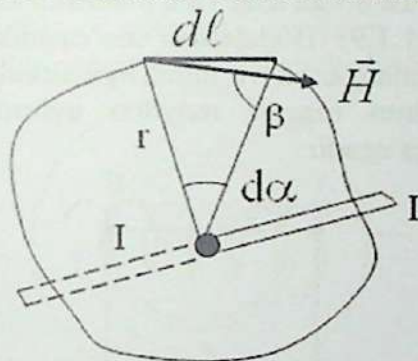
$$H = \frac{I}{4\pi b_0} \int \sin d\alpha = \frac{I}{4\pi b} \left| -\cos\alpha \right|_0^\pi = \frac{I}{2\pi b}, \quad (11.1.5)$$

Magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi $d\vec{\ell}$ va $\vec{r}$ vektorlar joylashgan tekislikka perpendikulyardir (11.1.5 - rasm).



11.1.5-rasm. Tokli o'tkazgich magnit maydon kuchlanganligining yo'nalishi

Magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi I tokli, to'g'ri chiziqli uzun o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yopiq yassi konturni tasavvur etamiz (11.1.6-rasm). Konturda tokli o'tkazgichdan r masofada joylashgan $d\ell$ elementar kesmani olamiz.



11.1.6-rasm. To'g'ri chiziqli o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yassi kontur.

Tokning magnit maydon kuchlanganligi $d\ell$ kesma nuqtalarida radius-vektorga perpendikulyar joylashgan bo'lib, $d\ell$ kesma bilan β burchak tashkil etadi. $H = \frac{I}{2\pi r}$, $H_t = H \cos \beta$, H_t - magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ ning $d\vec{\ell}$ yo'nalishga proeksiyasidir,

$d\ell_n = d\ell \cdot \cos \beta = d\ell$ kesmaning $\vec{H}$ -yo'nalishga proeksiyasidir. Ikkinchi tarafdin $d\ell_n$ yoyning uzunligi $r d\alpha$ ga teng. Bu holda,

$$H_\ell d\ell = H \cdot \cos \beta \cdot d\ell = H d\ell_H = H r \cdot d\alpha, H \cdot r d\alpha = \frac{I}{2\pi r} \cdot r \cdot d\alpha = \frac{I d\alpha}{2\pi} \quad (11.1.6)$$

(1)-ifodani yopiq kontur uzunligi bo'yicha integrallaymiz.

$$\oint H_\ell d\ell = \oint \frac{I \cdot d\alpha}{2\pi} = \frac{I}{2\pi} \cdot 2\pi = I \quad (11.1.7)$$

Agar, yopiq kontur ichidan bir nechta o'tkazgichlar o'tsa, u holda I - barcha o'tkazgichlardan o'tayotgan toklar yig'indisiga tengdir.

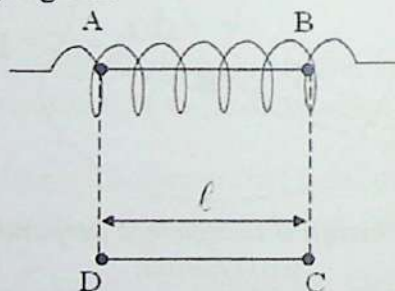
$$\oint H_\ell d\ell = \sum I_i = I \quad (11.1.8)$$

Bu ifoda magnit maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyasiyasi deb ataladi. Magnit maydon induksiya vektorining sirkulyasiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$B = \mu_0 H, \quad \oint B_\ell d\ell = \mu_0 I \quad (11.1.9)$$

Elektrostatik maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyasiyasi nolga teng va u potensial xarakterga ega edi.

(11.1.8) va (11.1.9) ifodalardan ko'rinadiki, tokning magnit maydoni uchun kuchlanganlik va induksiya sirkulyasiyasi nolga teng emas, shuning uchun magnit maydon uyurmali yoki solenoid ko'rinishli xarakterga egadir.



11.1.7-rasm. To'g'ri chiziqli solenoid.

Bu maydonda ma'lum bir nuqtadagi potensial har xil qiymatlarga ega bo'ladi. Bir tekis o'ralgan o'ramali va to'g'ri chiziqli uzun solenoidning ichida magnit maydon kuch chiziqlari solenoid o'qiga parallel yo'nalgan deb hisoblaymiz. Shunday solenoid uchun magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ miqdorini topishga urinib ko'ramiz. ABCDA

- to'g'ri burchakli yopiq konturni olamiz. Konturning AV qismi solenoid ichida bo'lib, maydon kuch chiziqlariga paralleldir.

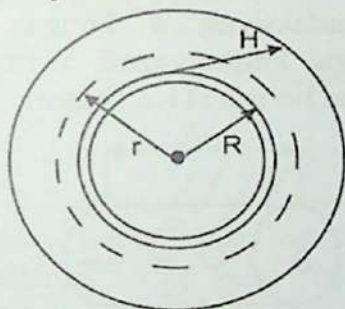
Magnit maydon kuchlanganligi ($\vec{H}$) yopiq kontur bo'yicha sirkulyasiyasini konturning alohida bo'laklariga tegishli to'rtta integral ko'rinishda olamiz:

$$\oint H_e dl = \oint_{AB} H_e dl + \oint_{BC} H_e dl + \oint_{CD} H_e dl + \oint_{DA} H_e dl = nI\ell \quad (11.1.10)$$

Bu erda ℓ - AB va CD bo'laklar uzunligi, n - o'ramlar zichligi, $n\ell$ - o'ramlar soniga tengdir. Solenoid tashqarisidagi katta masofada maydon kuchlanganligi juda kichikdir, shuning uchun CD bo'lakda u nolga teng. BC va DA bo'laklar kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgani uchun $\vec{H}$ ham nolga tengdir. Shu bo'laklarga $H\ell$ ning proeksiyasi ham nolga tengdir. Shu sababli to'rtta integraldan faqat bittasi $\oint_{AB} H_e dl$ nolga teng emas. Shu bo'lakning nuktalarida $H\ell$ o'zgarmas bo'ladi, $H_e = H = \text{const}$, Natijada

$$\oint H_e dl = H \oint_{AB} dl = H\ell = nI\ell \quad (11.1.12)$$

N ta o'ramli solenoidni bukib, halqa shakliga keltirsak - toroid hosil bo'ladi (11.1.8 - rasm). r - toroidning o'rta chizig'ining radiusi, n - toroidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni. Toroid magnit maydoni kuch chiziqlari aylana ko'rinishida bo'ladi.



11.1.8-Rasm. Toroid

$\vec{H}$ vektor istalgan nuqtada maydon kuch chiziqlariga urinma bo'ylab yo'nalgan, shu sababli $H_t = H = \text{const}$. R radiusli konturni olamiz. Toroiddagi simlar o'raining soni $n \cdot 2\pi R$ ga teng va barcha kuch chiziqlari konturni sizib o'tadi. Sirkulyasiya ifodasiga asosan:

$$\oint H_t dl = H \oint dl = H \cdot 2\pi R = n2\pi R \cdot I \quad (11.1.13)$$

bu yerdan

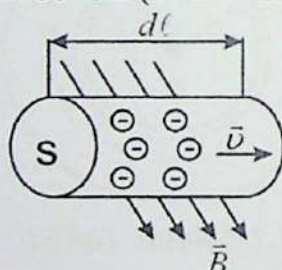
$$H = \frac{r}{R} n \cdot I \quad (11.1.14)$$

Agar toroid juda tor bo'lsa, $\frac{r}{R} = 1$ ga tengdir. U holda $N = n \cdot l$ ga teng bo'ladi.

Har qanday vektor maydon singari, magnit maydonini ham magnit induksiya vektori chiziqlari oilasi orqali tasvirlash mumkin (elektrostatikadagi kabi). Magnit induksiya chiziqlarining manzarasi o'zining harakteri jihatidan elektostatik maydon kuch chiziqlaridan tubdan farq qiladi. Ma'lumki, elektostatik maydon kuch chiziqlari zaryadlardan boshlanib, zaryadlarda tugatilib, magnit induksiya kuch chiziqlarining boshlanish va oxiri yo'q - ular yopiq chiziqdan iborat bo'ladi. Chiziqlari yopiq bo'lgan vektor maydoniga vixrli maydon deyiladi. Demak, doimiy magnit maydoni vixrli bo'lib, vixrsiz elektostatik maydonidan farq qiladi. Ma'lumki, elektostatik maydonning chiziqlari yopiq emas edi.

2. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'sirlashuvi. Harakatdagi zaryadning magnit maydoni. Lorents kuchi. Magnit induksiya vektori oqimi.

Amper qonuni. Induksiyasi $\vec{B}$ bo'lgan magnit maydoniga, uzunligi $d\ell$, ko'ndalang kesim yuzasi S va I - tok o'tayotgan o'tkazgich joylashtirilgan bo'lsin (11.2.1-rasm).



11.2.1-rasm. B induksiya magnit maydonida o'tkazgich.

O'tkazgichning birlik hajmida n_0 - elektronlar bo'lib, ular o'rtacha v - tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, ularning har biriga shunday kuch ta'sir qiladi:

$$\vec{f} = -e[\vec{v}, \vec{B}] \quad (11.2.1)$$

Barcha elektronlarga ta'sir etuvchi kuch:

$$d\vec{F} = -n_0 S \cdot d\vec{\ell} \cdot [\vec{v} \cdot \vec{B}] \cdot e \quad (11.2.2)$$

bo'ladi. Agarda $d\vec{\ell}$ vektori $\vec{v}$ - tezlik yo'nalishga teskari deb hisoblasak

$$d\vec{F} = +n_0 S v e [d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad (11.2.3)$$

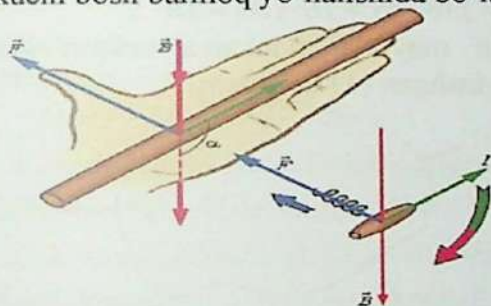
Bu formula *Amper* qonunining differensial ko'rinishidir.

Agar o'tkazgich to'g'ri chizikliva o'tkazgichning butun l uzunligi bo'yicha $B = \text{const}$ bo'lsa, shu o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = I[\vec{\ell}, \vec{B}] \quad (11.2.4)$$

Bu *Amper qonunining integral ifodasidir*.

Amper kuchining yo'nalishi chap qo'l qoidasi yoki parma qoidasi bilan aniqlanadi (11.2.2-rasm). Magnit maydon induksiyasi $\vec{B}$ chap qo'lining kaftiga tik yo'nalgan, tokning (zaryadning) harakat yo'nalishi ko'rsatkich barmoq yo'nalishida bo'lsa, tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi *Amper* kuchi bosh barmoq yo'nalishida bo'ladi.



11.2.2-rasm. Chap qo'l qoidasi.

Magnit maydonidagi tokli kontur. Induksiya vektori $\vec{B}$ bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga I tokli yassi kontur joylashtirilgan deb hisoblaymiz (11.2.3-rasm).

1-hol. $\vec{B}$ magnit induksiya vektori kontur tekisligiga paralleldir.

O'tkazgichning $d\ell_1$ va $d\ell_2$ kesmalar bilan ajratilgan dh , qismini ajratib olaylik. *Amper* qonuniga binoan ularga qarama-qarshi yo'nalgan juft kuchlar ta'sir etadi. Kesmalarga ta'sir etuvchi kuchlar quyidagicha aniqlanadi.

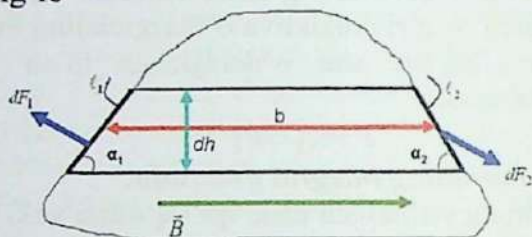
$$dF_1 = IB d\ell_1 \sin \alpha_1 = IB \cdot dh \quad (11.2.5)$$

$$dF_2 = IB d\ell_2 \sin \alpha_2 = IB dh \quad (11.2.6)$$

Bu kuchlar qarama-qarshi yoʻnalgan va aylanish momentini tashkil etuvchi juft kuchlardir:

$$dM = dF_1 \cdot b = IB \cdot b \cdot dh = IB \cdot dS \quad (11.2.7)$$

Bu yerda b - boʻlakning uzunligi, dS - esa uning yuzasi. Agar butun kontur yuzasini parallel boʻlakchalarga boʻlsak va ularga taʼsir etuvchi juft kuchlarning kuch momentlarini yigʻib

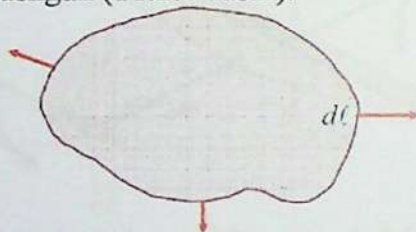


11.2.3- rasm. Kuch momentlarini hisoblash

chiqsak, butun konturga qoʻyilgan natijaviy kuch momentini hosil qilamiz:

$$M = \int IB \cdot dS = IB \cdot \int dS = IB \cdot S \quad (11.2.8)$$

2-hol. Magnit maydon induksiya vektori kontur tekisligiga perpendikulyar joylashgan (11.2.4-rasm).



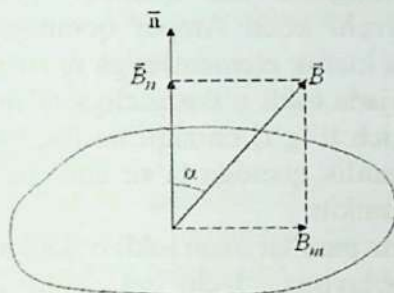
11.2.4-rasm. Yassi konturga uning tekisligiga perpendikulyar boʻlgan magnit maydonining taʼsiri.

Konturning istalgan kichik boʻlagi ($d\vec{\ell}$) ga taʼsir etuvchi kuch quyidagiga tengdir:

$$d\vec{F} = I[d\vec{\ell} \times \vec{B}] \quad (11.2.9)$$

bu kuch normal boʻyicha boʻlaklarga yoʻnalgan boʻladi va konturni aylantirmay, choʻzadi. Agar tok kuchi yoki magnit maydon induksiyasi qarama-qarshi tomonga yoʻnalishini oʻzgartirsa, bu kuchlarning yoʻnalishi oʻzgarib, konturni siqadi yoki kengaytiradi.

Umumiy hol. $\vec{B}$ induksiya vektori konturga o'tkazilgan normal bilan α burchak tashkil qilsa, $\vec{B}$ vektorni ikkita tashkil etuvchiga ajratamiz (5- rasm).



11.2.5- rasm. Istalgan yo'nalishdagi magnit maydonning yassi konturga ta'siri.

Induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi $\vec{B}_n = \vec{B} \cos \alpha$ konturni cho'zishi yoki siqishi mumkin. Induksiya vektorining tangensial tashkil etuvchisi $\vec{B}_m = \vec{B} \sin \alpha$ konturga ta'sir etuvchi aylanma momentni hosil qiladi $M = I \cdot B \sin \alpha$. Vektor ko'rinishida quyidagicha ifodalaymiz:

$$\vec{M} = I \cdot S [\vec{n} \cdot \vec{B}] = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}] \quad (11.2.10)$$

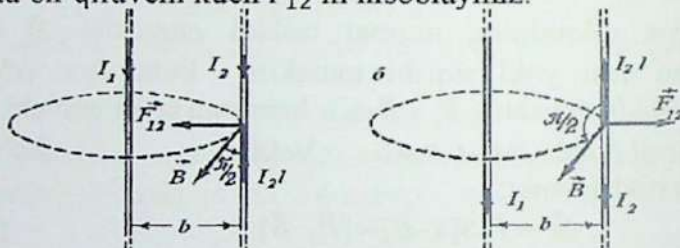
Bu yerda $\vec{n}$ normal yo'nalishdagi birlik vektor, $\vec{P}_m = IS\vec{n}$ - tokning magnit momentidir. $\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]$ - umumiy hol bo'lib, undan 1- va 2- xususiy hollarni olish mumkin. $\alpha = \pi/2$ va $\alpha = 0$. Magnit momenti $\vec{P}_m$ bo'lgan kichik tokli konturni, muvozanat holatida $(\vec{P}_m \cdot \vec{B})$ magnit maydonidagi nuqtaga joylashtiramiz va kontur tekisligida yotuvchi ixtiyoriy o'q atrofida 90° burchakka buramiz. Bu holda unga ta'sir etuvchi aylantiruvchi moment maksimal qiymatga erishadi ($M_{\max} = R_m B$) va magnit induksiyasi

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} \quad (11.2.11)$$

ga teng bo'ladi. Muvozanat holatda V ning yo'nalishi kontur tekisligiga normal bo'yicha yo'nalgandir. Magnit induksiya vektori $\vec{B}$ - elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ga o'xshash magnit maydonning asosiy xarakteristikasidir.

Parallel va antiparallel tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siri.
Tokli o'tkazgichga magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarni aniqlash uchun quyidagicha ish qilamiz. Tokning juda kichik elementiga ta'sir qiluvchi kuch Amper qonuniga ko'ra 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 $F = [IIB]$ jinsli bo'lsa, chekli uzunlik qismiga ta'sir etuvchi kuch F ni quyidagicha yozish mumkin:

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 ular orasidagi masofani b bilan belgilasak (1-rasm) 1-chi o'tkazgichni 2-chi o'tkazgich uzunligining ma'lum qismiga ta'sir qiluvchi kuch F_{12} ni hisoblaymiz.



11.2.6- rasm I_1 tok oqayotgan o'tkazgich atrofida hosil bo'lgan magnit induksiyasi

I_1 tok oqayotgan o'tkazgich atrofida hosil bo'lgan magnit induksiyasi

$$B_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1}{R} \quad (11.2.12)$$

ga teng bo'lib, I_1 tok oqayotgan o'tkazgichning dl elementiga Amper qonuniga asosan

$$dF_2 = I_2 B_1 dl \quad (11.2.13)$$

kuch bilan ta'sir qiladi. (1) tenglikni xisobga olib (2) tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$dF_2 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (11.2.14)$$

Xuddi shuningdek I_2 tok hosil qilgan magnit maydon I_1 tok oqayotgan o'tkazgichning dl elementiga dF_2 kuchga qarama-qarshi yo'nalgan

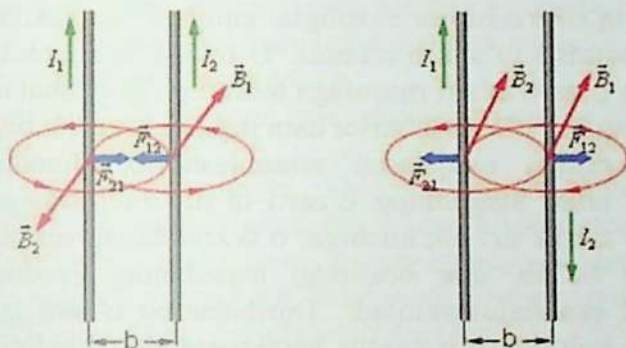
$$dF_1 = I_1 B_2 dl = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (11.2.15)$$

kuch bilan ta'sir qiladi. (11.2.14) va (11.2.15) ni tengliklarni taqqoslab $dF_1 = dF_2$ ekanligi, ya'ni tokning yo'nalishi bir tomonga yo'nalgan ikki parallel o'tkazgich bir-biriga

$$dF = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (11.2.16)$$

kuch bilan tortilishini ko'ramiz.

Tok o'tayotgan ikkita parallel o'tkazgichlar, ulardagi tok yo'nalishlari bir xil bo'lganda tortiladi, tok yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lganda itariladi (1a,b-rasmlar).



11.2.7- rasm. a) Tok yo'nalishlari bir xil bo'lgan o'tkazgichlar orasidagi ta'sir etuvchi kuchlar. b) Tok yo'nalishlari har xil bo'lgan o'tkazgichlar orasidagi ta'sir etuvchi kuchlar

Agar o'tkazgichlar juda uzun va bir-biridan b masofada joylashgan, ulardan I_1 va I_2 tok o'tayotgan bo'lsa, o'tkazgichning l uzunlikdagi bo'lagiga ta'sir etuvchi kuchni Xalqaro birliklar tizimida (XBT) quyidagi tenglama orqali ifodalash mumkin:

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 l}{b} \quad (11.2.17)$$

Tok kuchi XBT da Amperda o'lchanadi. **Amper**, miqdor jihatidan vakuumda bir-biridan 1 metr masofada joylashgan, ikkita parallel tokli o'tkazgichlar orasida $2 \cdot 10^{-7}$ Nyutonga teng o'zaro ta'sir kuchi hosil qiluvchi tok kuchiga tengdir. Agar (11.2.17) ifodada $I_1 = I_2 = 1A$, $l = b = 1m$, bo'lsa, u holda, magnit doimiysini hisoblash mumkin.

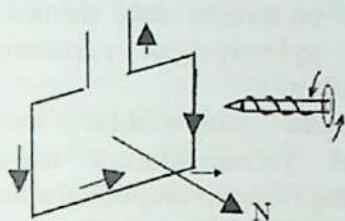
$$\mu_0 = \frac{4\pi b \cdot F}{2I_1 I_2 l} = \frac{12,56 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 10^{-7} H}{2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1 A^2} = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2}, \quad (11.2.18)$$

1820-yilda daniya fizigi X. Ersted tokli o'tkazgichning atrofida magnit maydoni bor ekanligini tajribada aniqladi. U to'g'ri chiziqli o'tkazgich olib, undan ma'lum masofada magnit strelkasini joylashtirgan vaqtda uning burilishini kuzatdi. Ersted magnit strelkasining burilishi o'tkazgichdan o'tayotgan tokning yo'nalishiga va kattaligiga bog'liq ekanligini isbotlasada, bu hodisaning asl mohiyatini to'la tushuntira olmadi.

Mazkur hodisaning yani tokning magnit strelkasiga ta'sirini fransuz olimi Amper to'liq tushintirib berdi. Keyinchalik Amper doimiy magnitning tokli o'tkazgichga ta'sirini o'rganib, ular o'rtasida ham o'zaro ta'sir kuchi bor ekanligini aniqladi. Bu xakda biz keyingi ma'ruzada batafsil to'xtalib o'tamiz. U tokli o'tkazgich bilan magnit strelkasining o'zaro ta'siri masofaga teskari proporsional ekanligini va parallel toklarning o'zaro ta'sirini ham ttajribada tushuntirib berdi.

Amper tajriba natijalarini umumlashtirib, shunday xulosaga keldiki, tok bilan magnitning o'zaro ta'siri va shuningdek parallel toklarning o'zaro t'siri tok kuchiga, o'tkazgichning uzunligiga to'g'ri proporsional bo'lib, ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional ekanligini aniqladi. Tajribalar bu o'zaro ta'sir tokning yo'nalishiga bog'liq va u vektor harakterga ega ekanligini isbotladi. Shuningdek, bu o'zaro ta'sirning kattaligi tok va maydonning ta'siri o'rganilayotgan masofaga perpendikulyar ekanligini ham aniqlandi.

Ma'lumki, Amper yana bir tajribasida parallel va antiparallel joylashgan tokli o'tkazgichlarning bir-birini tortishini va itarishini kuzatgan edi. Kulon qonunidan esa, bir xil qutbdagi magnitlar, bir-birini itarishini va har xil qutbli magnitlar bir-birini tortishishini bilamiz. Bu o'zaro ta'sirlar magnit maydoni orqali amalga oshiriladi: Tokli o'tkazgich o'z atrofida magnit maydoni hosil qiladi va bu maydonda joylashgan har qanday o'tazgichga ta'sir ko'rsatadi. Agar o'tkazgichlardagi tok doimiy bo'lsa va o'tkazgichlar qo'zg'almas bo'lsa, u vaqtda ular hosil qilgan magnit maydoni fazoning har bir nuqtasida vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bunday magnit maydoniga doimiy magnit maydon deyiladi. Demak, tokli o'tkazgich atrofida magnit maydonini hosil qiladi va ular o'zaro ta'sirlashadi.



11.2.8 – rasm. Magnit maydonda to'kli ramka

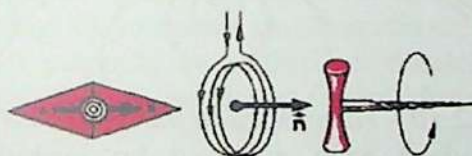
Bir xil yo'nalishda o'tadigan toklar o'zaro tortishadi. Qarama-qarshi yo'nalishda o'tadigan toklar itarishadi.

Magnit maydonining tajribada topilgan asosiy xossalari quyidagilardan iborat: Magnit maydonini elektr toki hosil qiladi.

1. Magnit maydon tokka (harakatlanayotgan zaryadli zarralarga) ko'rsatadigan ta'siriga qarab payqaladi.

2. Faqat elektr tokigina emas, balki doimiy magnitlar ham atrofida magnit maydon hosil qiladi.

Magnit induksiya vektori. Magnit maydonining asosiy karakteristikasi bo'lib – magnit induksiya vektori hisoblanadi. Bu vektor ham xuddi elektrostatik maydonning asosiy karakteristikasi kabi elektr kuchlanganlik vektoriga o'xshash aniqlanadi. Buning uchun magnit maydoniga tokli ramka yoki tok elementi kiritiladi (11.2.9 – rasm).



11.2.9 – rasm. Tokli ramka burilishi

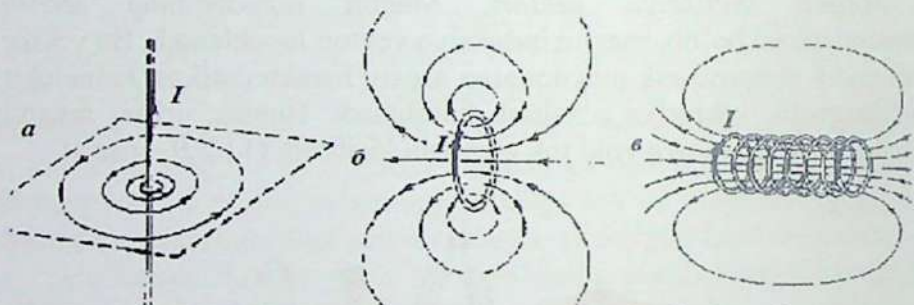
Tok elementi. Elektr maydonini o'rganishda elementar zaryad eng muhim rol o'ynaydi. Xuddi shunday rolni magnit maydon nazariyasida tok elementi o'ynaydi. Tok elementi bu vektor kattalik bo'lib, uning absolyut kattaligi tok kuchi I ni o'tkazgichning dl qismiga ko'paytmasi bilan aniqlanadi, yo'nalishi esa tokning yo'nalishi bilan mos keladi: *Ild*. Elektrostatikada esa sinash zaryad q_0 olinar edi.

Magnit maydon yo'nalishini harakterlash uchun ramka tekisligiga normal o'tkazamiz. Normalning uchidan qaraganimizda ramkadagi tok soat strelkasiga teskari yo'nalgan holda ko'rinsa, bu yo'nalish normalning musbat yo'nalishi deb qabul qilamiz. Boshqacha aytganda,

normalning musbat yoʻnalishi deb, dastasi ramkada oqayotgan tok yoʻnalishi boʻylab aylanayotgan parmaning ilgari lanma harakati yoʻnalishini qabul qilamiz.

Ushbu keltirilgan namoyishlar hamda ramka tekisligiga oʻtkazilgan normal yoʻnalishlariga asosan, har qanday tokli oʻtkazgichlar atrofidagi magnit maydon yoʻnalishi parma yoki oʻng vint qoidasiga binoan topilishi koʻrinadi. Boshqacha aytganda, tokli oʻtkazgich hosil qilgan magnit maydonning yoʻnalishini aniqlash uchun **parma qoidasidan** foydalaniladi.

Agar parmaning ilgari lanma harakati toʻgʻri shakldagi oʻtkazgichdan oʻtayotgan tok bilan bir xil yoʻnaltirsak, u holda parma dastasining aylanish yoʻnalishi magnit maydon induksiya vektori yoʻnalishini koʻrsatadi. 3-rasmda toʻgʻri tok va gʻaltakning hosil qilgan magnit maydon kuch chiziqlarining koʻrinishi keltirilgan. Bunda magnit kuch chiziqlarining taʼsiri konsentrik halqalardan iborat ekanligini koʻrish mumkin.



11.2.10 – rasm. Magnit maydon kuch chiziqlari.

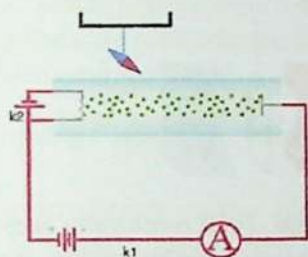
Agar tok aylana yoki solenoid koʻrinishidagi oʻtkazgichdan oʻtayotgan boʻlib, tok kuchi yoʻnalishi bilan parma dastasining harakat yoʻnalishi mos tushsa, parma uchining ilgari lanma harakati yoki oʻng vint uchining harakat yoʻnalishi oʻtkazgich atrofida hosil boʻladigan magnit maydon induksiya vektori yoʻnalishini koʻrsatadi.

Magnit maydonni xarakterlovchi asosiy parametr bu magnit maydon kuch chiziqlari hisoblanadi. Kuch chiziqlarining zichligi magnit maydon induksiya vektoriga toʻgʻri proporsional boʻladi va bu kuch chiziqlarining yonalishi parma qoidasiga asosan aniqlanadi.

Magnit maydonini ham elektr maydon kuchlanganligi chiziqlariga oʻxshash induksiya chiziqlari orqali grafik usulda tavirlash mumkin.

Magnit induksiya vektori $\vec{B}$ har bir nuqtada induksiya chiziqlariga urinma bo'ylab yo'naladi.

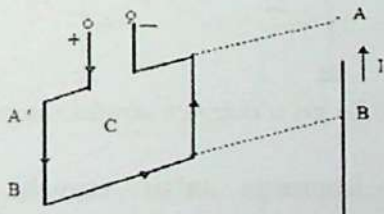
Toklarning magnit maydoni. Tajribalar ko'rsatadiki, magnit strelkasi tokli o'tkazgichga yaqinlashtirilsa, magnit strelkasi o'z o'qi atrofida aylanishi kuzatilgan. Bu hodisani birinch bo'lib, eyxenvald kuzatgan. Har qanday o'tkazgich atrofida magnit maydon hosil bo'ladi, bu maydon o'zgaras magnit maydoni bilan ta'sirlanishi mumkin.



11.2.11 – rasm. Elektr tokening magnit strelkaga ta'siri.

Elektr toki zaryadlangan zarrachalarning tartibli harakati bo'lganligi uchun, zaryadlangan zarrachalar oqimi oldiga magnit strelkasi joylashtirilganda, uning o'z o'qi atrofida kuzatilishini birinchi bo'lib, tajriba yo'li bilan Ioffe kuzatdi. Har qanday harakatlanuvchi zaryadlangan zarrachalar atrofida magnit maydon hosil bo'ladi, bu maydon doimiy magnit maydoni bilan ta'sirlanishi lozim. Bu ta'sirlanishning kattaligi va yo'nalishi quyidagicha aniqlanadi:

Tokli o'tkazgich yaqinida va tartibli harakatdagi zaryadlangan zarrachalar yaqiniga magnit strelkasi yaqinlashtirilganda strelka tomonidan ta'sirning sezilishi ma'lum maydon hosil bo'lganligini ko'rsatadi.

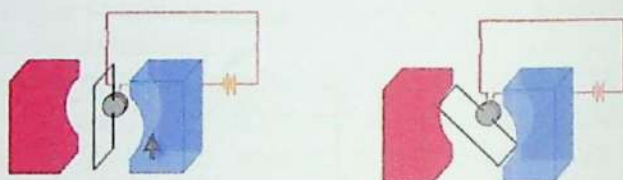


11.2.12 – rasm. Toklining burilishi

Har qanday tokli o'tkazgich yoki tartibli harakatdagi zaryadlar oqimi atrofida magnit maydoni hosil bo'ladi. Magnit maydon

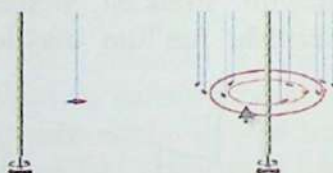
induksiya vektori va kuchlanganligi. Magnit maydon xossalari tekshirish uchun buralish deformatsiyasini seza oladigan, ingichka ipga osib qo'yilgan ramkadan foydalanamiz. Agar tokli ramka, tok o'tayotgan o'tkazgichga yaqin keltirilsa, u o'z o'qi atrofida aylanishi kuzatiladi.

Tokli o'tkazgich va ramkaning o'zaro ta'siri ushbu tajribani magnit maydonida joylashgan ramka misolida ham kuzatiladi.



11.2.13 – rasm. Tokli ramkaning magnit maydonda harakati.

Ushbu o'tkazilgan tajribalar va animatsiya namoyishlaridan ko'rinadiki, tokli ramka magnit maydoniga kiritilganda u o'z o'qi atrofida aylanadi. Demak, magnit maydonidagi tokli ramkaga ma'lum kuch momenti ta'sir etadi va bu kuch momentining kattaligi o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi va ramkaning kesim yuzasiga to'g'ri proporsional bo'ladi. $M = BIS$. Tenglamaga proporsionallik koeffitsiyenti B ni kiritamiz va B magnit maydon xossasini harakterlovchi fizikaviy parametr hisoblanadi va unga magnit maydon induksiya vektori deyiladi. Uning qiymati $B = \frac{M}{P_m}$ bu yerda P_m ramkaning magnit momenti hisoblanadi va u $P_m = IS$ ga teng.



11.2.14 – rasm. To'g'ri o'tkazgich atrofida magnit maydoni.

Har bir sinov konturga ta'sir etuvchi aylantiruvchi kuch momentining ramkani magnit momentiga nisbati magnit maydonning ayni nuqtasi uchun o'zgarmas kattalik bo'ladi. Magnit maydonning miqdoriy harakteristikasi vazifasini bajaradigan bu nisbat magnit induksiyasi B deb ataladigan vektor kattalikni ifodalaydi.

SI tizimida magnit induksiya birligi sifatida magnit maydon shunday nuqtasining magnit induksiyasi qabul qilinishi kerakki, bu nuqtaga kiritilgan magnit momenti 1 A/m^2 bo'lgan yassi konturga magnit maydoni tomonidan ta'sir etadigan aylantiruvchi momentning maksimal qiymati 1 N/m ga teng bo'lishi lozim. Bu birlik Tesla (T) deb ataladi:

3. Magnit maydon uchun Gauss teoremasi. Tokli o'tkazgichni magnit maydonida ko'chirishda bajariladigan ish. Elektromagnit induksiyasi hodisasi.

Magnit oqimi. Vakuumdagi magnit maydon uchun Gauss teoremasi.

Magnit maydon induksiyasining shu induksiya chiziqlari o'tayotgan yuzaga ko'paytmasi magnit oqimi deyiladi (11.3.1-rasm).

$$d\Phi = B dS \cos\alpha. \quad (11.3.1)$$

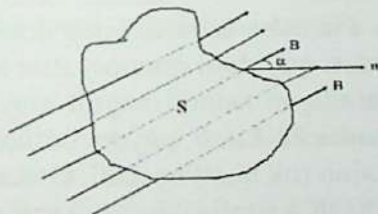
bu yerda α - B va n vektorlar orasidagi burchak. Tokli kontur hosil qilgan magnit induksiya oqimi doimo musbat bo'ladi. Ixtiyoriy S yuza orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimi

$$\Phi = \int B ds \quad (11.3.2)$$

ga teng bo'ladi. Bir jinsli magnit maydon uchun magnit oqimi

$$\Phi = BS \cos\alpha \quad (11.3.3)$$

bo'ladi. (11.3.3) - tenglik bo'yicha magnit oqimi Veberda o'lchanishi kelib chiqadi. Bir Veber magnit induksiyasi 1 Tesla (Ts) bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga tik bo'lgan 1 m^2 yuzadan o'tayotgan magnit oqimni bildiradi.



11.3.1-rasm. S yuzadan o'tuvchi magnit oqimining induksiyasi.

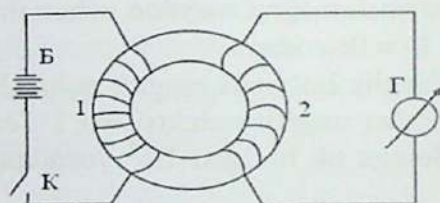
Magnit maydon induksiyasi B uchun **Gauss teoremasi** quyidagicha ta'riflanadi:

Teorema: Har qanday berk yuzadan o'tuvchi magnit induksiya oqimi nolga teng bo'ladi:

$$\oint B_n ds = 0 \quad (11.3.4)$$

Gauss teoremasi tabiatda magnit zaryadlarining mavjud emasligini va induksiya chiziqlari doimo berk bo'lishini ko'rsatadi. Bundan kontur yuzasiga qancha induksiya chiziqlari kirsas shunchasi chiqishi kelib chiqadi.

Faradeyning elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qonuni. Elektromagnit induksiya hodisasi hozirgi zamon fizikasi va texnikasining eng muhim hodisalaridan biri bo'lib, u Faradey tomonidan 1831-yilda ochildgan. Hodisa shundan iboratki, har qanday berk o'tkazgich konturi kesib o'tayotgan magnit induksiya oqimining o'zgarishi shu konturda elektr tok paydo qiladi. Bu tokka induksion tok deyiladi. Faradey o'tkazgan tajribalaridan birida temir halqa olib, unga ko'p o'ramlardan iborat (Ikki cho'lg'amli transformator) bo'lgan ikkita mis cho'lg'am o'radi: 1-cho'lg'am uchlariga tok manbai bilan K kalit ulangan bo'lib, ikkinchisiga galvanometr ulangan (11.3.2-rasm). Birinchi cho'lg'amda kalit ulanib, tok hosil bo'lganda, ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lgan va galvanometr mili bir tomonga og'a boshlagan va juda tez nolga qaytgan. Birinchi cho'lg'am kaliti uzilganda ham ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lib, galvanometr mili teskari tarafga og'ib, yana juda tez nolga qaytgan.



11.3.2-rasm. Faradey tajribasining qurilmasi.

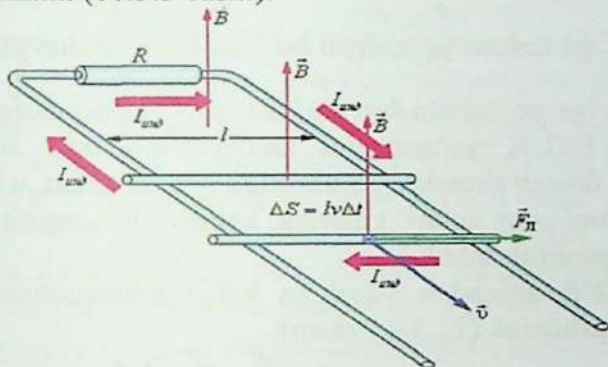
Ko'p sonli tajribalardan quyidagi qonuniyatlar aniqlangan:

Vaqt bo'yicha o'zgaradigan tashqi magnit maydonida joylashgan o'tkazgichda **elektr yurituvchi kuch** paydo bo'ladi. Agar o'tkazgich yopiq bo'lsa, unda induksion tok hosil bo'ladi. O'tkazgichda **induksiya hisobiga** hosil bo'lgan EYUK kattaligi shu o'tkazgichni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

$$\varepsilon_{\text{ind}} = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad (11.3.5)$$

Bu ifoda **Faradey-Maksvell qonuni** deb ataladi. Yopiq zanjirni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarishini, shu zanjir

atrofidagi magnit maydonini o'zgartirish yoki yopiq o'tkazgichni vaqt bo'yicha o'zgarmas magnit maydonida siljitish hisobiga hosil qilish mumkin. Birinchi holda, elektr va magnit maydonlarining, Maksvell kashf etgan o'zaro ta'sirga asosan, ya'ni, magnit maydonining istalgancha o'zgarishi, elektr maydonining hosil bo'lishiga olib keladi va aksincha. Ikkinchi holda esa, o'tkazgichdagi erkin elektronlar harakatga kelib induksiyaviy elektr tokini hosil qiladi. Elektromagnit induksiya qonunini energiyani saqlanish qonuniga asoslanib keltirib chiqarish mumkin (11.3.3-rasm).



11.3.3-rasm. Elektromagnit induksiya qonunini keltirib chiqarilishini tushuntirib beruvchi sxema.

l uzunlikdagi o'tkazgich qisqa vaqt ichida, magnit maydon ta'sirida, db kichik masofaga siljigan bo'lsin. Bu holda tok manbai bajargan ish

$$dA = \mathcal{E} \cdot dt \quad (11.3.6)$$

ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin sarflangan energiya ikki qismdan iborat bo'ladi: Djoul-Lens qonuniga asosan o'tkazgichda issiqlik ajralishiga

$$I^2 R \cdot dt \quad (11.3.7)$$

va b) magnit maydonida $F = IlB$ kuch ta'sirida o'tkazgichni siljitishda bajarilgan ishdan iborat bo'ladi.

$$F \cdot db = Il \cdot db \cdot B = I \cdot B \cdot dS = I \cdot d\Phi \quad (11.3.8)$$

bu yerda R - zanjir qar-shiligi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$\mathcal{E} \cdot I \cdot dt = RI^2 \cdot dt + I \cdot d\Phi \quad (11.3.9)$$

bu ifodaning ikki tarafini Idt ga bo'lsak,

$$\mathcal{E} = RI + \frac{d\Phi}{dt} \quad (11.3.10)$$

ga ega bo'lamiz. Bu yerdan

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_{\text{v}}}{R} \quad (11.3.11)$$

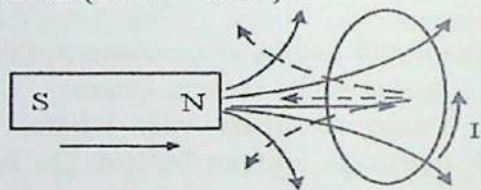
Manbaning ε EYUK dan tashqari induksiyaviy EYUK deb ataluvchi qo'shimcha EYUK ham ta'sir etadi:

$$\varepsilon_{\text{v}} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (11.3.12)$$

va yana (11.3.12)-ifodaga ega bo'ldik. Bu erda minus ishora, yopiq zanjirni kesib o'tuvchi $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$ oqim oshishi bilan induksiyaviy EYUK manba EYUK ga teskari yo'nalgan bo'ladi, oqim kamayganda $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$

ikkala EYUK lar yo'nalishi bir xil bo'ladi. Lens qoidasiga asoslanib induksiyaviy EYUK yo'nalishini aniqlash mumkin: induksiyaviy EYUK va tok doimo shunday yo'nalishga ega bo'ladiki, u hosil qilgan magnit maydoni shu tokni vujudga keltiruvchi magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik qiladi.

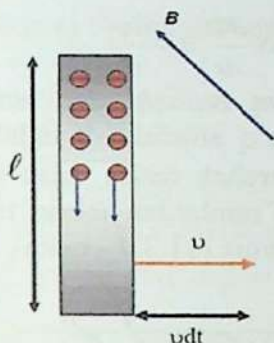
1-misol. O'tkazgichdan yasalgan halqaga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirsak (11.3.4 - rasm).



11.3.4- rasm. O'tkazgichdan yasalgan halqaga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirish.

Doimiy magnitning xalqali o'tkazgichda induksion tok hosil qilishi halqada I induksion tok hosil bo'ladi, uning magnit maydoni magnitning shimoliy qutbini itarishga harakat qiladi, ya'ni uni yana yaqinlashishiga to'sqinlik qiladi. Natijada, bu induksion tokning magnit kuch chiziqlari halqada o'ngdan chapga tomon yo'nalgan bo'ladi, ya'ni biz tarafda pastdan yuqoriga qarab yo'nalgandir.

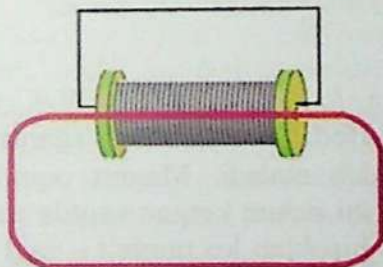
2-misol. l uzunlikdagi o'tkazgich, uning uzunligiga perpendikulyar yo'nalishda v tezlik bilan harakatlansin (11.3.5 - rasm). V induksiyali magnit maydon harakat yo'nalishi o'tkazgich uzunligiga perpendikulyar bo'lsin.



11.3.5-rasm. Harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydonining o'tkazgich elektronlariga ta'siri.

O'tkazgichdagi e zaryadli erkin elektronlarning har biri o'tkazgich bilan v tezlikda harakatlanadi. Ularning har biriga $f = evB$ Lorens kuchi ta'sir qiladi. Fikran, Lorens kuchini unga teng $eE = evB$ elektr kuchi bilan almashtiramiz. $E = v \cdot B$ kattalikni Lorens kuchi maydonining kuchlanganligi deb ataymiz. Bu kuchlanganlik xuddi o'tkazgichning l uzunlikka teng kesmasiga $\Delta\varphi = El = vBl$ potentsiallar farqi qo'yilganday tasavvur etamiz va u induksiyaviy elektr yurituvchi kuchga tengdir. $\mathcal{E}_v = -\frac{d\Phi}{dt} = -vBl$. Shunday qilib, o'tkazgichda harakat

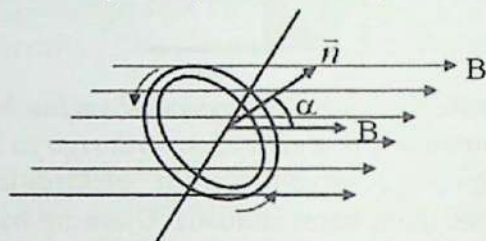
qilayotgan erkin elektronlarga Lorens kuchining ta'siri (1) - ifodasiga olib keladi. Agar yopiq zanjir N - ta o'ramlardan iborat bo'lsa va magnit oqimining kuch chiziqlarining har biri shu o'ramlarni kesib o'tsa (11.3.6 - rasm), u holda bu oqimning o'zgarishi, zanjirda induksiyaviy EYUK ni hosil qiladi:



11.3.6- rasm. Yopiq zanjir N - ta o'ramlardan iborat bo'lsa Induksiyaviy EYuK hosil bo'lishi.

$$\varepsilon_U = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\psi}{dt} \quad (11.3.13)$$

bu yerda $\psi = NF$ - *oqim tutilishi deb* ataladi. Kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida, V induksiyali bir jinsli magnit maydonida ω doimiy burchak tezlik bilan aylanayotgan, har bir S yuzaga ega bo'lgan N o'ramlardan iborat ramkaning elektromagnit induksiyasini ko'rib chiqamiz (11.3.7 - rasm).



11.3.7- rasm. S yuzaga ega bo'lgan N o'ramlardan iborat ramkaning elektromagnit induksiyasi.

V induksiyali magnit maydonida aylanayotgan N o'ramli ramka Boshlang'ich momentda ($t=0$), ramka tekisligi V yo'nalishga perpendikulyar bo'lsin. Bu ramkani kesib o'tuvchi magnit oqimi $F_o = BS$ dan iborat. t momentda esa, $uF = BS \cos \alpha$ ga teng bo'ladi. Ramkada magnit oqimining tutilishi $\psi = NBS \cos \alpha$ ga teng. Induksiyaviy EYUK esa, quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_U = \frac{d\psi}{dt} = NBS \cdot \omega \cdot \sin \omega t = \varepsilon_o \sin \omega t \quad (11.3.14)$$

Zanjir qarshiligi R bo'lsa, ramkadagi induksion tok

$$I = \frac{\varepsilon_o}{R} \sin \omega t = I_o \cdot \sin \omega t \quad (11.3.15)$$

ga teng bo'ladi.

Bu erda, ε_o va I_o - induksion EYUK va tokning maksimal qiymatlaridir. (10)-ifoda bo'yicha o'zgaruvchi tok, *sinusoidal o'zgaruvchan tok* deb ataladi. Magnit oqimi tutilishi ψ_1 dan ψ_2 qiymatgacha o'zgarishi uchun ketgan vaqtda zanjir orqali oqib o'tgan Q zaryad miqdorini hisoblab ko'ramiz: t - vaqt momentida induksion tok $I = \frac{\varepsilon_U}{R} = -\frac{1}{R} \frac{d\psi}{dt}$ ga teng. dt kichik vaqt ichida zanjir orqali dQ zaryad oqib o'tadi:

$$dQ = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt} \cdot dt = -\frac{I}{R} d\psi \quad (11.3.16)$$

ψ_1 dan ψ_2 gacha intervalda (11)-ifodani integrallasak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Q = -\frac{I}{R} \int_{\psi_1}^{\psi_2} d\psi = \frac{\psi_1 - \psi_2}{R} I \quad (11.3.17)$$

Magnit maydonining o'zgarishi hisobiga hosil bo'lgan elektr maydon kuch chiziqlari magnit kuch chiziqlarini chirmab oladi. V induksiya vaqt bo'yicha o'zgargani uchun $\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0$, $\vec{E}$ sirkulyasiya vektori, elektrostatik maydon induksiya vektoridan farqli ravishda nolga teng emas. Shuning uchun bunday elektr maydoni potensial maydon emas, u uyurmali bo'ladi va bunday maydon nuqtalarida potensial bir xil qiymatga ega bo'lmaydi. Kuch chiziqlarini boshi va oxiri bo'lmay, ular yopiq chiziqlardan iborat bo'ladi.

4. Faradeyning qonuni. Magnit maydonida aylanuvchi ramka.

Konturning induktivligi. O'zinduksiya. Ulash va uzish ekstratoklari. O'zaro induksiya. Magnit maydon energiyasi. Uyurmali elektr maydon.

O'tkazgichning induktivligi. Elektr toki oqayotgan har bir o'tkazgich o'zining xususiy magnit maydoni ta'sirida bo'ladi. Tok hosil qilgan magnit oqimi yoki oqim tutilishi, barcha sharoitlarda tok kuchiga proporsionaldir:

$$\psi = LI \quad (11.4.1)$$

bu yerda L -proporsionallik koeffitsiyenti - ***o'tkazgichning induktivligi*** deb ataladi. O'tkazgichning induktivligi uning shakli, o'lchami va magnit singdiruvchanlikka bog'liqdir. O'tkazgichda magnit maydonining o'zgarishi unda induksiya elektr yurituvchi kuchini qo'zg'atadi va u ***o'zinduksiya EYUK*** deb ataladi. (11.4.1) – ifodadan ko'rinib turibdiki, o'zinduksiya EYUK ni vujudga kelishi o'tkazgichda tok kuchining yoki o'tkazgichning induktivligini o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi. Bu o'zgarishlarda, konturda hosil bo'ladigan o'zinduksiya EYUK ϵ quyidagiga tengdir:

$$\epsilon_{yz} = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -\left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}\right) \quad (11.4.2)$$

Agarda tok kuchi o'zgarishida induktivlik o'zgarmasdan qolsa ($L = \text{const}$, bu hol faqat moddada ferromagnit xususiyati yo'qligida yuz berishi mumkin), u holda

$$\varepsilon_{\text{in}} = -L \frac{dI}{dt} \quad (11.4.3)$$

Bu ifodadagi minus ishora Lens qoidasiga asosan paydo bo'lgan va induksion tok uni vujudga keltiruvchi sabablarga doimo qarshilik qilish tarafiga yo'nalganligini bildiradi. XBT da o'tkazgich induktivligining birligi sifatida, o'tkazgichdagi tok kuchi har sekunda 1 A ga o'zgarganda 1 Vb ga teng ψ - magnit oqimi tutilishini hosil qilaoladigan induktivlik qabul qilingan va u bir Genri (Gn) ga tengdir.

$$1 \text{ Gn} = 1 \frac{\text{Bb}}{\text{A}} \left(\frac{\text{Вебер}}{\text{Ампер}} \right) \quad (11.4.4)$$

(3) - ifodadan $1 \text{ Gn} = 1 \text{ V} \cdot \text{sek} / \text{Amper}$ ga teng bo'ladi.

Solenoidning induktivligi. Uzunligi diametridan katta bo'lgan solenoid induktivligini hisoblab ko'ramiz. I tok oqayotganda, solenoid ichida induksiyasi $B = \mu_0 \mu_n I$ ga teng bo'lgan bir jinsli magnit maydoni hosil bo'ladi. Har bir o'ramdan o'tayotgan magnit oqimi $\Phi = BS$ ga teng bo'lib, solenoid bo'yicha to'la magnit oqim tutilishi

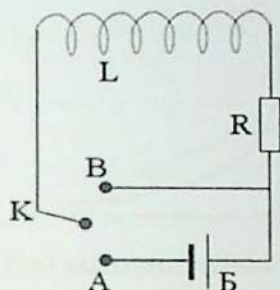
$$\psi = N\Phi = n\ell \cdot B \cdot S = \mu_0 \mu_n n^2 \ell \cdot S \cdot I \quad (11.4.5)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda ℓ - solenoid uzunligi, S -uning ko'ndalang kesimi yuzasi, n - birlik uzunlikdaga o'ramlar soni. Solenoidning umumiy o'ramlar soni $N = n\ell$ dan iborat bo'lganda, (11.4.4)- va (11.4.5)- ifodalarni solishtirish orqali, uzun solenoid induktivligi ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$L = \mu_0 \mu_n n^2 \ell \cdot S = \mu_0 \mu_n n^2 \cdot V \quad (11.4.6)$$

bu erda $V = \ell \cdot S$ - solenoid hajmi. Bu ifodadan μ_0 ning o'lchov birligini topishimiz mumkin: $\mu_0 = \frac{L}{n^2 \cdot V}, \frac{\text{генри}}{\text{метр}^3} \left(\frac{\text{Гн}}{\text{м}^3} \right)$.

Zanjirni tok manбайдan uzishda hosil bo'ladigan o'zinduksiya. Katta induktivlikka ega bo'lgan zanjirni tok manбайдan uzishda vujudga keladigan o'zinduksiya hodisasini ko'rib chiqamiz (11.4.1 - rasm).



11.4.1-rasm. Katta induktivli elektr zanjiri.

K kalit A kontaktga ulanganda, zanjirdan miqdori I_0 Om qonuni bilan aniqlanadigan o'zgaruvchan tok oqib boshlaydi. $t=0$ momentda kalitni tok manbaidan uzib, B kontaktga ulaymiz va yopiq zanjir hosil qilamiz. Tok o'zgarib, kamayib boshlaydi va zanjirning induktivlik qismida o'zinduksiya $\mathcal{E}_{YU}$ hosil bo'ladi va tokning kamayishiga qarshilik qilib, uni ma'lum vaqtgacha saqlab qolishga intiladi. Om qonuniga asosan: $IR = \mathcal{E}_{YU} = -L \frac{dI}{dt}$ yoki $\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L} I$, o'zgaruvchilarni alohida guruhlasak

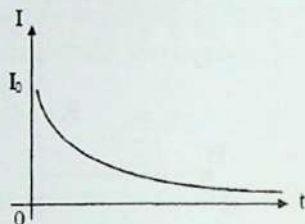
$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt \quad (11.4.7)$$

ga ega bo'lamiz. Bu differensial tenglamaning chap tarafini I_0 dan I gacha, o'ng tomonini 0 dan t gacha integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz: $\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt$ yoki $\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t$. Bu ifodani potentsiallasak

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t} \quad (11.4.8)$$

ga ega bo'lamiz. Katta induktivli zanjirni tok manba'idan uzishda hosil bo'lgan tokning vaqt bo'yicha o'zgarish grafigi 11.4.2 - rasmda keltirilgan.

Zanjir manbaidan uzilib, yopiq zanjir hosil qilingandan so'ng tokning vaqt bo'yicha o'zgarishi eksponenta bilan xarakterlanadi. Tok qiymatining nolga tenglashish vaqti $\frac{R}{L}$ nisbatga bog'liq, L induktivlik qancha katta bo'lsa, u vaqt shuncha katta bo'ladi.

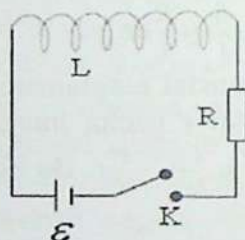


11.4.2-rasm. Induktivli elektr zanjirida induksion tokning vaqtga bog'liq o'zgarishi.

Zanjirni tok manbaiga ulashda hosil bo'ladigan o'zinduksiya. Boshlang'ich momentda zanjir ochiq va zanjirdagi tok qiymati nolga teng (11.4.3-rasm).

$t = 0$ vaqt momentida zanjirni manbaga ulasak, undagi tok 0 dan I_0 qiymatgacha oshaboradi. Tokning o'sishi (o'zgarishi) qo'shimcha o'zinduksiya *EYUK* ni vujudga keltiradi. Om qonuniga asosan, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{y3} = \varepsilon - L \frac{dI}{dt} \quad (11.4.9)$$



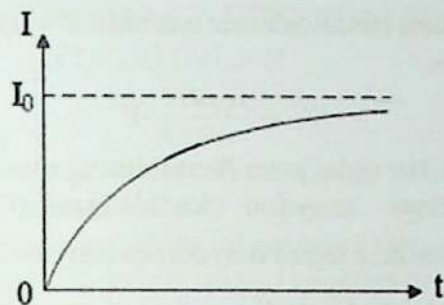
11.4.3 – rasm. O'zinduksiya hosil qilish sxemasi.
ifodaning barcha qismlarini L ga bo'lsak

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I - \frac{\varepsilon}{L} = 0 \quad (11.4.10)$$

ga ega bo'lamiz. Bu birjinsli bo'lmagan differensial tenglamaning echimi ($t = 0$ da $I = I_0$ ga teng bo'lganda)

$$I = I_0(1 - e^{-R/Lt}) \quad (11.4.11)$$

dan iboratdir.



11.4.4 - rasmda zanjir manbaga ulangandagi tokning o'zgarish grafigi keltirilgan.

Tok qiymati eksponensial ko'rinishda oshib boradi va bunga tegishli vaqt R/L nisbatga kuchli bog'liqdir.

Tokning magnit maydon energiyasi. 11.4.4-rasmda keltirilgan chizma (sxema) ni ko'rib chiqamiz. I_0 boshlang'ich tok L induktivlikli g'altakda magnit maydoni hosil qiladi. K kalitni V kontaktga ulanganda zanjirda vaqt bo'yicha so'nuvchi, $\varepsilon_{o'z}$ - o'zinduksiya EYUK ni tiklab turuvchi I tok oqa boshlaydi. dt vaqt ichida bu tokning bajargan ishi quyidagiga tengdir:

$$dA = \varepsilon_{o'z} \cdot I \cdot dt = -\frac{d\psi}{dt} \cdot I \cdot dt = -I \cdot d\psi. \quad (11.4.12)$$

Agarda solenoid induktivligi L tokka bog'liq bo'lmasa ($L = \text{const}$), u holda $d\psi = L \cdot dI$ ga teng bo'ladi.

$$dA = -L \cdot I \cdot dI \quad (11.4.13)$$

ifodani I dan 0 qiymatgacha integrallasak, magnit maydon yo'qolguncha ketgan vaqt ichida tokning bajargan ishini baholay olamiz:

$$A = -\int_{I_0}^0 L I dI = \frac{L I^2}{2} \quad (11.4.14)$$

Magnit maydoni butunlay yo'qolganda, tok oqimi to'xtaydi, bajarilgan ish zanjirda ajralgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi.

$$W_M = \frac{L I^2}{2} \quad (11.4.15)$$

buerda, W_m -magnit maydon energiyasidir. Bu ifoda magnit maydon energiyasi o'tkazgichda (induktivlikda) joylashgan bo'ladi va tokka bog'liqdir (L - o'tkazgich induktivligi, I - tok). Magnit maydon energiyasini $I = H/n$ ifoda yordamida maydon bilan bog'liq bo'lgan

kattalik orqali ham ifodalashimiz mumkin: $L = \mu_0 \mu n^2 \cdot V$, $H = nI$, $I = H / n$.
Shuning uchun:

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \cdot V \quad (11.4.16)$$

ga teng bo'ladi. Bu erda, μ va N -muhitning magnit sindiruvchanligi va solenoid ichidagi maydon kuchlanganligi, V -solenoid hajmi.
 $\rho_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$ -kattalik, magnit maydon energiyasi o'zgarma zichlik bilan taqsimlanganligini ko'rsatadi.

Nazorat savollari

1. Tokning magnit maydoni va uni ersted tomonidan aniklash tajribasini tushuntirib bering.
2. Magnit maydonining harakteristikalari: kuch chiziklari, magnit maydon kuchlanganligi, superpozitsiya prinsipi.
3. Tok elementi deb nimaga aytiladi va uning vektor tabiati nimadan iborat.
4. Tok elementining magnit maydoni bilan elektrostatikadagi sinash nuqtaviy zaryadining maydoni o'rtasida qanday o'xshashlik bor.
5. Amper qonunini ta'riflang.
6. Amper kuchining yo'nalishi qanday aniqlanadi.
7. Magnit maydonidagi tokli ramkaga ta'sir etuvchi kuch moment ayting.
8. Parallel toklarning o'zaro ta'sirini tushintiring.

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism 237 b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir"1 t, S 653.

12-MAVZU. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO'LQINLAR

Reja:

1. Elektromagnit induksiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.
2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko'rinishi. Elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi.
3. Elektromagnit to'lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi. Maksvell tenglamalarining Lorents almashtirishlariga nisbatan invariantligi.

1. Elektromagnit induksiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.

Tokning metallar va elektron yarim o'tgazgichlar orqali o'tishi hech qanday ximiyaviy o'zgarishsiz sodir bo'ladi. Bunday moddalar birinchi tur o'tgazgichlar deb ataladi. Tok o'tishida ximiyaviy o'zgarish yuz beradigan moddalar ikkinchi tur o'tgazgichlar yoki elektrolitlar deb ataladi. Ular qatoriga tuz, ishqor yoki kislotalarning suvdagi va boshqa suyuqlikdagi eritmaları, shuningdek, qattiqhholatda ion kristall hisoblangan to'z eritmaları kiradi.

Elektrolitlarda tok tashuvchilar bo'lib molekullari eritilgan modda eritmalarida dissostiastiyalanadigan (parchalanadigan) ionlar xizmat qiladi. Qanday qilib dissostiastiya sodir bo'lishini aniqlash uchun qutbli molekulanı, masalan, $NaCl$ ni qarab chiqamiz. Na va Cl atomlari molekulagabirlashganda elektronlarning qayta taqsimlanishi yuz beradi — Na ning valent elektroni to'lishi uchun bittagina elektron etishmayotgan Cl atomining qobig'iga guyoki qo'shilgandek bo'ladi. Natijada Na atomi musbat ionga, Cl atomi esa manfiy ionga aylanib qoladi. Har ikkala ion molekulada elektrostatik (kulon) o'zaro ta'sir kuchi bilan tutib turiladi. SHunga o'hshash, istalgan boshqa qutbli molekula ikki yoki undan ortiq sondagi ionlardan tashkil topadi.

Birlik vaqtda dissostiastiyalangan molekullar soni shu vaqt davomida rekombinastiyalanish natijasida hosil bo'lgan molekullarning soniga teng bo'lib qolsa, muvozanat hholat yuzaga keladi. Bu holatdan ma'lum dissostiastiyalanish darajasi mos keladi va uni erigan modda molekullarining qanday qismi dissostiastiyalangan

holatda bo'lishini ko'rsatuvchi α dissostiastiyalanish koeffitsientl bilan harakterlash kabo'l qilingan. Agar birlik hajmdagi eritmada erigan modda molekulalarining soni n ga teng bo'lsa, u holda $n^1 = \alpha n$ ta molekula eritmada ion ko'rinishida bo'ladi va $n'' = (1 - \alpha)n$ ta molekula dissostilanmagan molekula ko'rinishida bo'ladi. Erigan moddaning hali ionlarga ajralmagan Har bir molekulasini uchun uning bir sekund davomida dissostiastiyalanish ehtimoli mavjuddir. Demak, vaqt birligi ichida birlik hajmda dissostiastiyalanuvchi molekulalarning soni Δn hali ionlarga ajralmagan molekulalarning soni n'' ga proporsional bo'lishi kerak:

$$\Delta n = k n'' = k(1 - \alpha)n. \quad (12.1.1)$$

Proportsionallik koeffitsienta k erituvchi va erigan moddaning tabiatiga bog'likdir. α ning qiymati katta bo'lgan erituvchi moddalar uchun k' koeffitsient katta bo'ladi. Bundan tashqari temperatura ortishi bilan u ortib boradi. Ikki xil ishorali ionlarning uchrashish ehtimoli musbat va manfiy ionlar soniga proporsionaldir. U son ham, bu son ham dissostiastiyalangan molekulalar soni n ga tengdir. Shunga ko'ra, rekombinatsiya tufayli birlik vaqtda hajm birligida hosil bo'lgan molekulalar soni n^2 ga proporsional bo'ladi.

$$\Delta n'' = k'' n^2 = k'' \alpha^2 n^2. \quad (12.1.2)$$

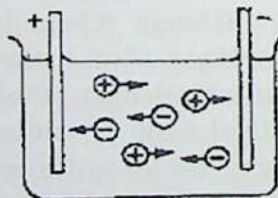
Muvozanat holat uchun $\Delta n = \Delta n''$ bo'ladi, shunga ko'ra

$$n^2 k(1 - \alpha)n = k'' \alpha^2 n^2, \quad (12.1.3)$$

bundan

$$\alpha^2 + \frac{k'}{k''n} \alpha - \frac{k'}{k''n} = 0. \quad (12.1.4)$$

Elektroliz. Agar elektrolitga qattiq o'tgazgich plastinkalar (elektrodlar) tushirilsa va ularga kuchlanish berilsa, ionlar harakatga keladi va elektr toki hosil bo'ladi. Musbat zaryadlangan ionlar manfiy elektrod (katod) ga tomon harakatlanadi, shu sababli ularni kationlar deb ataladi. Manfiy ionlar musbat elektrod (anod) ga tomon harakatlanib, ularni anionlar deb ataladi.



12.1.1-rasm. Elektrolitda kation va anionlarning harakati.

Ionlar tegishli elektrodga etib borganda unga ortiqcha elektronlarini beradi yoki yetishmovchi elektronini oladi va neytral atom yoki molekularga aylanadi. Elektrolit va elektrodning ximiyaviy tabiatiga qarab neytrallangan ionlar yoki elektrodalarda ajraladi, yoki elektrod yoki erituvchi bilan ximiyaviy reaksiyaga kirishadi. Neytrallangan ionlar kirishadigan ximiyaviy reaksiyalar ikkilamchi deb ataladi. Ikkilamchi reaksiya maxsulotlari elektrodalarda ajraladi yoki eritmaga o'tadi. Shunday qilib, elektrolit orqali tok o'tishi elektrodalarda elektrolitning tarkibiy qismlari ajralishi bilan kuzatiladi. Bu xodisa elektroliz nomini olgan. Bir qancha misollarni qarab chiqamiz.

1. Elektrolit sifatida xlorid kislotaning suvdagi eritmasini olamiz. Eritmadan HCl molekulasini musbat zaryadlangan H^+ vodorod ioniga va manfiy zaryadlangan Cl^- xlor ioniga dissostilanadi: $\text{HCl} \leftrightarrow \text{H}^+ + \text{Cl}^-$. Xlor ionlari anodga etib kelib, ortiqcha elektronlarini beradi va xlorning neytral atomlariga aylanadi va tezda juft-juft bo'lib birlashgandan so'ng molekularga aylanadi: $2\text{Cl}^- - 2e^- \rightarrow \text{Cl}_2$. Vodorod atomlari katodda neytrallanib, H_2 molekularga aylanadi: $2\text{H}^+ + 2e^- \rightarrow \text{H}_2$. Demak, elektroliz vaqida erigan modda sarf bo'ladi, elektrodalarda esa gazeimon xlor va vodorod ajraladi. Bu holda ikkilamchi reaksiya yuz bermaydi.

2. Elektrolit sifatida sulfat kislotaning suvdagi eritmasini olaylik. Eritmada H_2SO_4 molekulasini ikkita musbat bir zaryadli vodorod ioniga va ikki zaryadli SO_4^{2-} manfiy ioniga dissostilanadi: $\text{H}_2\text{SO}_4 \leftrightarrow 2\text{H}^+ + \text{SO}_4^{2-}$. Elektrodalarda quyidagi protesslar boradi: $2\text{H}^+ + 2e^- \rightarrow \text{H}_2$, $\text{SO}_4^{2-} - 2e^- \rightarrow \text{SO}_4$. Vodorod katodda pufakchalar ko'rinishida ajraladi. SO_4 atomlarning neytral tuplami ximiyaviy jixatidai juda aktiv bo'lib, ikkilamchi reaksiyaga kirishadi. Agar elektrodlar, masalan, platina yoki nikeldan tayyorlangan bo'lsa, SO_4 suv bilan reaksiyaga kirishadi: $\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{SO}_4 + \frac{1}{2}\text{O}_2$. Sulfat kislota molekulasini eritmaga tushadi,

kislorod anodda pufakcha ko'rinishida ajraladi. Natijada suvning tarkibiy qismlarining ajralishi bilan uning parchalanishi sodir bo'ladi. Bu holda ikkilamchi reaksiya erituvchi bilan bo'ladi.

3. Mis elektrodлари mis ko'porosining suvda eritmasiga tushirilgan. Dissostiastiya $\text{CuSO}_4 \rightarrow \text{Cu}^{2+} + \text{SO}_4^{2-}$ sxema buyicha bo'ladi. Neytrallangan mis atomlari katodda qattiq cho'kindi ko'rinishida ajralib chikadi. SO_4 ning neytral to'plami suvga qaraganda mis bilan yaxshirok reaksiyaga kirishadi. SHuning uchun ham ikkilamchi

reaksiya anod materiali bilan bo'ladi: $\text{SO}_4 + \text{Su} \rightarrow \text{CuSO}_4$. Hosil bo'lgan molekula eritmaga o'tadi. SHunday qilib, elektroliz davomida anodning erishi va misning katodga o'tirib qolishi sodir bo'ladi, natijada elektrolit o'zgarmay qoladi.

Faradey qonunlari. Faradey 1836-yilda elektroliz qonunlarini eksperimental ravishda aniqladi. Bu qonunlar juda soddadir. Ulardan biri elektrodga ajralgan modda miqdori elektrolit orqali utgan zaryad mistdoriga proporsional ekanligini tasdiqlaydi: $m = kq = k \int idt$ bunda m —ajralgan modda massasi. K —modda tabiatiga bog'liq bo'lgan va elektroximiyaviy ekvivalent deb ataluvchi koeffitsient. $q=1$ bo'lganda m son jixatidan K ga teng bo'ladi. Demak, elektroximiyaviy ekvivalent—elektrolit orqali bir birlik zaryad o'tganda ajralgan modda massasini bildiradi. Faradeyning ikkinchi qonuni moddaning K elektroximiyaviy ekvivalenti uning ximiyaviy ekvivalenti A/z (A —atom og'irligi, z — berilgan modda valeitligi) bilan bog'laydi. 1) Son jixatidan berilgan element massasiga teng bo'lgan, grammlarda (yoki kilogrammlarda) ifodalangan ximiyaviy birikmalarda 1,0078 g (shunga muvofiq kg) vodorodning o'rnini bosadigan o'lchamsiz kattalikka elementning ximiyaviy ekvivalenti deb ataladi.

Ximiyaviy birikmalarda berilgan elementning bitta atomi bilan urin almashinadigan vodorod atomlari soni elementning z valentligi deb ataladi. Bir valentli element uchun ximiyaviy ekvivalent uning atom og'irligiga tengdir. z valentli element uchun ximiyaviy ekvivalent A/z ga teng. Massasi grammlarda ifodalangan, son jihatidan ximiyaviy ekvivalentga teng bo'lgan element miqdori gramm-ekvivalent deb ataladi. Massasi A/z kilogrammga teng bo'lgan modda miqdori kilogramm – ekvivalent deb ataladi.

Ximiyaviy ekvivalent, shuningdek, gramm-ekvivalent va kilogramm-ekvivalent tushunchalarini elektroliz vaqtida alektrodlarda ajraladigan atomlar to'plamlariga ham qo'llash mumkin. Bu qonun quyidagicha ta'riflanadi, barcha moddalarning elektroximiyaviy ekvivalentlari ularning ximiyaviy ekvivalentlariga proporsionaldir. Proporsionallik koeffitsientini $1/F$ ko'rinishda yoziladi. F kattalikni Faradey soni deb ataladi. Endilikda Faradeyning ikkinchi qonuni ifodasi quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi: $k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{z}$ ifodani

formulaga quyib, Har ikki qonunni birlashtiramiz. Natijada $m = \frac{q}{F} \cdot \frac{A}{z}$ hosil bo'ladi. q son jihatdan F ga teng bo'lganda m massa son jihatdan A/z bilan mos tushadi. Shunday qilib, elektrodda istalgan moddaning kilogramm-ekvivalent yoki gramm-ekvivalent qismini ajratish uchun elektrolit orqali son jihatdan F ga teng bo'lgan elektr miqdorining o'tgazilishi talab etiladi.

Tajriba yo'li bilan $F = 96497 \text{ kulon/gramm-ekvivalent}$ ekani aniqlangan. Faradey qonunlari elektrning atom (ya'ni diskret) tabiatini aniqlashda katta rol o'ynaydi. Istalgan moddaning kilogramm-ekvivalenti $N^1 = N_A/z$ (N_A — Avogadro soni) atomni o'ziga oladi. Demak, N_A/z ion F ga teng zaryad tashib o'tadi. Har bir ionga $e = \frac{F}{N_A} z$

zaryad to'g'ri keladi. Shunday qilib, ion zaryadi $e = \frac{F}{N_A}$ elementar zaryadga butun karrali ekan. F ning qiymatini quysak va $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ kilomol'qiymatni quysak, elementar zaryad kattaligi qiymatini olish mumkin. Munosabat Avogadro sonini aniqlash uchun foydalanilgan edi. Bunda F o'rniga elektroliz tajribalaridan topilgan qiymatni va e o'rniga Milliken topgan qiymatni quyilgan edi.

Elektrolitik o'tgazuvchanlik. Elektr maydoni hosil qilinganda ionlarning xaotik issiqlik harakati musbat ionlarning maydon yo'nalishi bo'ylab tartibli harakati, manfiy ionlarning maydon yo'nalishiga qarshi tartibli harakati yo'lga qo'yiladi. Ionlarning o'lchamlari elektronlarning o'lchamlariga qaraganda ancha kattadir, shuning uchun ionni o'rab olgan molekulalar unga uzluksiz ta'sir qilib turadi (eslatib o'tamizki, metallardagi elektronlarning ion panjaralari orasida to'qnashguncha kelgan harakatini erkin deb hisoblash mumkin). Bu ta'sir shunga olib keladiki, ion sharcha singari qovushoq. Muxitda o'zining harakati davomida tezligiga proporsional bo'lgan qarshilikka uchraydi. Demak, E maydon kuchlanganligining har bir qiymatiga ionlarning tekis harakati natijasida yuzaga kelgan $e^1 E = ku$ shartdan aniklanuvchi u tezlik qiymati mos keladi, bunda e — ion zaryadi, k — ion tezligi bilan ion harakatiga to'sqinlik qiluvchi muxitning qarshilik kuchi orasidagi proporsionallik koeffitsienti. Shunday qilib, e maydon kuchlanganligi ta'siri ostida ion (maydon yo'nalishida yoki maydonga qarshi

yo'nalishda) o'zgarmas $u = E = \frac{e^1}{k}$ tezlik bilan harakat qiladi. Bu ifodani solishtirib, bunda e^1/k nisbat ionning qo'zgaluvchanligi u_0 ekanligini ko'ramiz: Turli ishorali ionlar turli kattalikdagi e^1 zaryadga ega bo'lishi mumkin, bundan tashqari ular uchun k koeffitsient turli xil bo'ladi. Shuning uchun turli ishorali ionlar turli xil u_0 qo'zgaluvchanlikka egadir. Ionlarning qo'zg'aluvchanligi erituvchining tabiati va xususiyatiga bog'liq. Temperatura ko'tarilishi bilan qo'zg'aluvchanlik ortadi. Bu xol ion harakatlanayotgan muhit qovushoqligining kamayishi hisobiga sodir bo'ladi, bundan tashqari temperatura ko'tarilganda ionlarni o'rab turuvchi solvat qobiqlarining o'lchami kamayishi hisobiga ham sodir bo'ladi.

Elektrolitlarda ionlarning harakatchanligi juda ham kichikdir. Xona temperaturasida suvdagi eritmalar uchun u taxminan $10^{-8} \div 10^{-7} \frac{m/s}{B/m}$ ni tashkil qiladi. Metallarda elektronlarning o'zgaluvchanligi taxminan to'rt tartibga $10^{-4} \frac{m/s}{B/m}$ kattadir. Ionlar harakati zichligi $j = (n^+e^+u^+ + n^-e^-u^-)E$ ga teng bo'lgan elektr tokini hosil qiladi, bunda n^+ - birlik hajmdagi musbat ionlar soni, e^+ zaryad, u^+ — musbat ionlarning qo'zg'aluvchanligi, n^+ , e^+ va u^- - manfiy ionlar uchun yukoridagiga o'xshash kattaliklar. Qavslar ichida turgan kattalik e ga bog'liq bo'lmaydi. Demak, elektrolitlardagi tok zichligi maydon kuchlanganligiga proporsionaldir. Bu xol elektrolitlar uchun Om qonuni to'g'ri ekanligini bildiradi. Agar molekullar ikkita ionga dissotsiatsiyalansa, u holda $e^+ = e^- = e$ va $n^+ = n^- = n$ (dissotsiatsiyalangan molekullar soni).

Bu holda $j = \sigma e^1(u^+ + u^-)E$ ifoda elektrolatlardan biror masofadagina to'g'ri bo'ladi. Elektrolatlarning bevosita yaqinida tokni faqat bir xil ishorali ionlar: anod yaqinida anionlar va katod yaqinida kationlar hosil qiladi. Formulaga muvofiq elektrolitlarning o'tgazuvcchanligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi: $\sigma = \sigma e^1(u^+ + u^-)$ Bu ifodani kilogramm-ekvivalent erigan moddadaagi molekullar soni $N' = \frac{N_A}{z}$ ga ko'paytiramiz va bo'lamiz: $\sigma = \sigma n / N \cdot (e^1 N') (u^+ + u^-)$ bu yerda α - dissotsiatsiyalangan molekullar soni. Bu holda n/N' ko'paytma F Faradey soniga teng. n/N nisbat hajm birligidagi eritmada erigap moddaning kilogramm-ekvivalent miqdorini beradi: uni erigan

moddaning ekvivalent konsteitrastiyasi deb atalaai. Bu konstantaniyani η harfi bilan belgilaymiz, u vaqtda elektrolit o'tkazuvchanligi uchun yozilgan ifodaga quyidagi ko'rinishni berish mumkin: $\sigma = \alpha \eta F(u^+ + u^-)$. Temperatura ko'tarilganda dissotsiatsiyalanish koeffitsiyenti α va ionlarning harakatchanligi orta boradi. Shuning uchun elektrolitlarning o'tgazuvchanligi temperatura bilan birga ortib boradi. O'tkazuvchanlikning konsentratsiyaga bog'liqligi anchagina murakkab ekan. Bunga sabab shuki, σ kattalik η ga va bevosita α ga bog'liqdir. Konsentratsiya kichik bo'lganda, ya'ni $\alpha \approx 1$ da σ kattalik η ga proporsional ortib boradi. Keyinchalik η ning ortishi bilan a dissotsiatsiyalanish koeffitsiyenti kamaya boshlaydi: shuning uchun o'tgazuvchanlikning o'sishi sekinlasha boradi, hatto keyinchalik kamaya boshlaydi.

Elektrolizning texnikada qo'llanilishi. Elektrolizdan texnikada ko'p qo'llaniladi. Ulardan ba'zilarini qisqacha xarakterlab o'tamiz. 1. Galvanoplastika, galvanostegiya, elektrometallurgiya, elektrolitik pardozlash, og'ir suv olish, elektrolitik kondensatorlar texnikada ko'p qo'llaniladi.

2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko'rinishi. Elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi.

Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasi asosini uning nomi bilan ataladigan to'rtta tenglama tashkil etadi.

1) Qo'zg'almas zaryad q o'z atrofidagi fazoda elektr maydon vujudga keltiradi. Bu maydon potentsial maydondir. Ma'lumki potentsial kuchlarning yopiq yo'lda bajargan ishi nolga teng. Shuning uchun bu maydon kuchlanganlik vektori E_q ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sipkulyastiyasi nolga teng.

$$\oint E_q dl = 0 \quad (12.2.1)$$

Elektr maydon fazoning vaqt davomida o'zgarib turuvchi magnit maydon mavjud bo'lgan barcha nuqtalarida ham vujudga keladi. Bu maydon uyurmaviy elektr maydondir. Uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi E_B ning chiziqlari doimo berk bo'ladi. E vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha stirkulyasiyasi noldan farqli bo'lib quyidagiga teng

$$\int E_B dl = - \int \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right) ds \quad (12.2.2)$$

Shuning uchun natijaviy elektr maydon kuchlanganligini $E = E_q + E_B$ deb belgilab (12.2.1) va (12.2.2) tenglamalarni qo'shsak quyidagi ifodaga kelamiz.

$$\oint E_c dl = \oint E_{qt} dl + \oint E_{Bt} dl = - \int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right) dS \quad (12.2.3)$$

Bu ifodani chap tomondagi integral ixtiyoriy berk kontur bo'yicha o'ng tomondagi integral esa shu konturga tiralgan ixtiyoriy sirt bo'yicha olinadi. (12.2.3) ifoda Maksvellning birinchi tenglamasi bo'lib elektr maydonning faqat elektr zaryadlarigina emas balki vaqt bo'yicha o'zgaruvchi magnit maydoni ham hosil qilishni ko'rsatadi.

2) Ma'lumki magnit maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha stirkulyastiyasi shu kontur o'rab olgan barcha makroskopik toklarning algebraik yig'indisiga teng, ya'ni

$$\oint H_c dl = \sum I = \int_S j dS \quad (12.2.4)$$

Ma'lumki umumiy holda magnit maydon o'tkazuvchanlik toki va siljish toki tufayli vujudga kelgan magnit maydonlarning yig'indisidan iborat, ya'ni

$$j = j_{otk} + j_{sil} \quad (12.2.5)$$

$j_{sil} = \frac{dD}{dt}$ u holda (12.2.4) ifodaga asosan

$$\oint H_c dl = \int_S \left(I_{ymk} + \frac{\partial D}{\partial t} \right) dS \quad (12.2.6)$$

Bu ifoda magnit maydonini faqat o'tkazuvchanlik toki emas, balki o'zgaruvchan elektr maydoni ham hosil qilishini ko'rsatadi.

3) Elektr induksiya vektori D ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqim shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng

$$\oint D_n dS = \sum q \quad (12.2.7)$$

Berk sirt ichida uzluksiz ravishda joylashgan zaryadlarning hajmiy zichligini ρ bo'lsa, u holda (12.2.7) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$\oint D_n dS = \int_V \rho dV \quad (12.2.8)$$

Bu Maksvellning uchunchi tenglamasi.

4). Magnit maydon qanday usul bilan vujudga keltirilganligidan qat'iy nazar magnit induktsiya chiziqlari doimo berk bo'ladi.

$$\oint B_n dS = 0 \quad (12.2.9)$$

Bu ifoda B vektor uchun Gauss teoremasi bo'lib (12.2.9) ifoda Maksvellning to'rtinchi tenglamasi deb yuritiladi. Maksvell tenglamalarida qatnashayotgan kattaliklar orasida quyidagi munosabatlar o'rinli $D = \epsilon \epsilon_0 E$, $B = \epsilon \epsilon_0 H$, $j_{o'z} = \sigma E$. Maksvell tenglamalari Nyuton qonunlari, termodinamika bosh qonunlari kabi katta ahamiyatga egadir.

Elektromagnit tebranishlar. Tebranish konturi. Elektromagnit tebranishlarni kuzatish uchun elektr tebranish konturidan foydalaniladi. Bunda elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga va aksincha magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanishi imkoniga ega bo'ladi. Elektr maydonni sig'imi S bo'lgan kondensator qoplamalari orasida, magnit maydonni esa induktivligi L bo'lgan solenoid yordamida vujudga keltiriladi.

Kondensatorni tok manbaiga qulasak qoplamalar orasida energiyasi $W = \frac{q^2}{2C}$ ga teng bo'lgan elektr maydoni hosil bo'ladi. bo'lib, kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdoriga monand ravishda o'zgaradi. Zanjirdagi tok kuchi ham garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi.

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (12.2.10)$$

Demak, tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo'yicha $\frac{\pi}{2}$ ga farq qiladi. Konturni tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (12.2.11)$$

bo'lib bu Tomson formulasi deyiladi.

3. Elektromagnit to'lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi. Maksvell tenglamalarining Lorents almashtirishlariga nisbatan invariantligi.

1. Kondensator zaryadlanayotgan vaqtda plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchayib boradi. Bu vaqtda kondensator qoplamalari orasidagi elektr induksiya bektori ham oshib boradi. Uning o'zgarish

tezligi dD/dt ga teng. dD/dt kattalikni Maksvell siljish toki deb atagan. dD/dt kattalik ham vektor miqdordir. Bu holda dD/dt vektor $\vec{D}$ vektorga parallel bo'lib, uning yo'nalishi zanjirdagi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Aksincha, kondensator razryadlanganda elektr maydon susayib bo'radi. Bu holda elektr induksiya vektorining o'zgarish tezligini ifodalovchi dD/dt vektor $\vec{D}$ ga antiparallel bo'radi. Lekin dD/dt vektorning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'radi. Demak, hamma vaqt dD/dt ning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Ifodalarni solishtirish esa dD/dt ning va o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymatlari o'zaro tengligini ko'rsatadi. dD/dt ning birligi A/m^2 . Demak, dD/dt ham tok zichligining o'lchov birligida o'lchanadi.

Shunday qilib, o'zgaruvchan tok zanjirida o'tkazgichlardagi o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oralig'idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi. Siljish toki ham, xuddi o'tkazuvchanlik tokiga o'xshash fazoda uyurmaviy magnit maydonni vujudga keltiradi. Qo'zg'almas kontur bilan chegaralangan yuz orqali o'tuvchi magnit maydonning o'zgarishi magnit induksiya vektoridan vaqt bo'yicha olingan hosila dB/dt orqali harakterlanadi. Yaxlit o'tkazgichlar o'zgaruvchan magnit maydoniga kiritilganda induksion toklarning hosil bo'lishini birinchi martta Fuko aniqlagan va uning sharafiga Fuko toklari yoki uyurmaviy toklar deb atalgan. Magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligi induksiya E .Yu.K.ga proporsional bo'lgani uchun o'tkazgich kiritilgan magnit maydoni qanchalik tez o'zgarsa, Fuko toklari ham shuncha katta bo'ladi. Shu sababli, yaxlit o'tkazgich o'ramlarida tez o'zgaruvchan tok o'tayotgan solenoidning ichiga joylashtirilganda Fuko toklarini kuzatish qulaylik tug'diradi. O'zgaruvchan tok o'tayotgan o'tkazgichning o'zida ham Fuko toklarining hosil bo'lishi maxsus skin – effekti hosil bo'lishiga olib keladi.

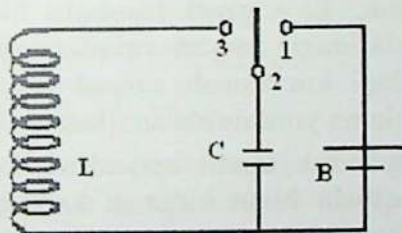
Elektr va magnit maydonlarining o'zaro aylanishi. Elektromagnit tebranishlar va uning parametrlari. Vaqt davomida o'zgarib turadigan har qanday elektr maydon magnit maydon bilan bog'liq. O'zgaruvchan magnit maydoni elektr maydonni hosil qilishini kuzatish uchun quyidagi tajribani qaraymiz. O'zgaruvchan magnit maydonida o'tkazgichdan yasalgan qo'zg'almas berk kontur joylashtirilgan deb faraz qilamiz. Unda magnit induksiya vektori B

o'zgaruvchan bo'lganligi uchun konturdan o'tayotgan magnit induksiya oqimi Φ o'zgarib turadi. Demak konturda induksiya elektr yurituvchi kuchi hosil bo'ladi. O'tkazgichda elektr yurituvchi kuchning hosil bo'lishini o'tkazgichning ichida uning erkin zaryadlarini ma'lum yo'nalish bo'ylab harakatlanishiga majbur etuvchi kuch paydo bo'lganligini ko'rsatadi. Demak, vaqt davomida o'zgarib turuvchi magnit maydon o'tkazgich turgan sohada elektr yurituvchi kuchning hosil bo'lishiga sababchi bo'ladi.

Fazoning vaqt davomida o'zgarib turuvchi magnit maydoni mavjud bo'lgan hamma nuqtalarida elektr maydon hosil bo'ladi. Bunda o'sha nuqtalarda o'tkazgich bor yoki yo'qligi ahamiyatga ega bo'lmaydi.

Elektromagnit tebranishlar va uning parametrlari. Elektromagnit tebranishlar tenglamasi- ning yechimi $Q = Q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ ko'rinishga ega bo'ladi. Bu yerda Q_0 – kondensator qoplamalaridagi maksimal zarayad. ω_0 kontur xususiy tebranishlarining chastotasini topish mumkin. $\omega = 1/\sqrt{LC}$, Tebranishlar davri esa $T = 2\pi\sqrt{LC}$ ga teng.

Ma'lumki, tebranma harakatda vaqt davomida sistemaning muvozanat holatidan x ga siljishi sinusoidal qonun bo'yicha yuz beradigan bolsa, bunday tebranish garmonik tebranish deb atalar edi. Uning harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi: $X = A \sin(\omega t + \varphi)$, bu yerda A kattalik tebranishning muvozanat holatidan maksimal og'ishidir. Sinusning qiymati -1 dan +1 gacha o'zgargani uchun siljishning qiymati $-A$ dan $+A$ gacha o'zgaradi.



12.3.1 – rasm. Gerts vibratorining sxematik ko'rinishi.

Siljishning bu chetki qiymatlarining moduli tebranish amplitudasi deb ataladi. Garmonik tebranma harakat tenglamasidagi $\omega t + \varphi$ ifoda tebranish fazasi, esa boshlang'ich faza deyiladi. Tebranish davri T deb, jismning tebranma harakati takrorlanishi ro'y beradigan eng minimal

vaqt oralig'iga aytiladi. Agar t vaqt mobaynida jism n marta tebrangan bo'lsa, u holda $T = t/n$ Vaqt birligi ichida nechta to'liq tebranish yuz berganligini ko'rsatuvchi kattalik tebranish chastotasi deyiladi. Tebranish chastotasi tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik $\nu = 1/T$ bo'lib, gerts (Gs) larda o'lchanadi.

Elektromagnit tebranishlarni kuzatish uchun elektr maydoni magnit maydonga va aksincha, magnit maydoni elektr maydoniga aylanadigan qurilmadan foydalanamiz. Elektr sig'imi C bo'lgan kondensator va induktivligi L bo'lgan solenoiddan iborat zanjir tuzamiz va uni tebranish konturi deb ataladi. Kondensatorning razryadlanishi tufayli g'altakdan elektr toki o'ta boshlaydi. Natijada g'altak ichida va uning atrofiga ortib boruvchi magnit maydoni vujudga keladi. Magnit maydonning ortishi kondensator to'liq razryadlanguncha davom etib, g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchining paydo bo'lishiga sababchi bo'ladi. O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi g'altak orqali oqayotgan tokning o'sishiga qarshilik ko'rsatadi, lekin uni to'xtata olmaydi. Bu momentda konturdagi energiya zapasi faqat g'altakning magnit maydon energiyasi sifatida namoyon bo'ladi va uning qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$W = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} L \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 \quad (12.3.1)$$

Konturning tebranish davri uchun quyidagi ifodani olamiz: $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Bu formula 1853-yili nazariy yo'l bilan birinchi marotaba Tomson tomonidan olingan va shuning uchun Tomson formulasi deyiladi. Bu formulada T - sekund hisobida olingan davr, C - farada hisobida olingan sig'im, L - genri hisobida olingan induktivlik. Kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori garmonik qonunga binoan o'zgaradi, undagi kuchlanish zaryad miqdoriga mos holda o'zgarib, quyidagi tenglama yordamida aniqlanadi: $U = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$

Zanjirdan oqayotgan tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo'yicha $\pi/2$ ga farq qilishi bilan birga, u ham garmonik qonunga binoan o'zgaradi.

$$I = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (12.3.2)$$

Tebranish konturida elektromagnit tebranishlar hosil qilishda kontur cheksiz kichk qarshilikka ega, deb faraz qilindi. Real sharoitda har qanday kontur ma'lum qarshilikka ega bo'ladi. Shuning uchun bu

konturda yuzaga keladigan tebranishlar so'na boshlaydi va birmuncha vaqtdan keyin batamom so'nadi. Texnikada ko'pincha biror qurilmaning davriy ishlashi uchun so'nmas tebranishlar zarur bo'ladi. Konturda so'nmaydigan elektromagnit tebranishlar hosil qilish uchun energiya sarfini bir davr davomida kamida bir marta to'ldirib turish kerak. Elektromagnit tebranishlarni uzoq vaqt saqlash uchun avtotebranish sistemalaridan foydalaniladi.

So'nuvchi va majburiy tebranishlar. Har qanday real kontur aktiv qarshilikka ega bo'ladi, va bunda kondensatorning razryadlanish jarayonida uning elektr maydoni energiyasining ma'lum qismi magnit maydon energiyasiga aylanadi, qolgani esa aktiv qarshilikda issiqlik ko'rinishda ajralib chiqadi. Kondensator qayta zaryadlanganda magnit maydon energiyasining bir qismigina elektr maydon energiyasiga aylanadi, qolgan qismi issiqlik energiyasiga aylanib ketadi. Bundan shunday xulosa qilish mumkin: real konturda yuzaga kelgan erkin tebranishlar vaqt o'tishi bilan so'nib boradi va so'nuvchi tebranishlar deb ataladi. So'nuvchi tebranishlar tenglamasi quyidagicha ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (12.3.3)$$

Ushbu tenglamaning yechimi

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (12.3.4)$$

dan topiladi va bu yerda ω - so'nuvchi elektromagnit tebranish chastotasi deyiladi. ω ning qiymati konturning aktiv qarshiligi kamayib borishi bilan xususiy tebranishlar chastotasiga yaqinlashib boradi va quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (12.3.5)$$

Konturda tebranishlar so'nmasligiga erishish uchun unga elektr yurituvchi kuchi davriy o'zgarib turuvchi manba ulash kerak. Bunda manba konturda ajralib chiqayotgan energiyaning kamayishini kompensatsiyalaydi va natijada konturning energiyasi doimiy saqlanib qoladi. Bu konturda yuzaga kelgan tebranishlar majburiy tebranishlar deb ataladi.

Majburiy tebranishlar

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = \varepsilon_m \cos \omega t \quad (12.3.6)$$

tenglama yechimidan aniqlanadi. Kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori:

$$q = q_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (12.3.7)$$

bundan

$$q = \frac{\varepsilon_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} \quad (12.3.8)$$

Bu vaqtda kondensatordagi kuchlanish quyidagicha topiladi:

$$U_m = \frac{q_m}{C} = \frac{\varepsilon_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (12.3.9)$$

Konturdagi tok kuchi birinchi tartibli hosila olish yo'li bilan topiladi:

$$I_m = \omega q_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (12.3.10)$$

Elektromagnit maydonni vujudga kelishi. Maksvell siljish toki tushunchasini qo'llab XIX asr oxirlarida elektromagnit maydon nazariyasini yaratdi. Bu nazariya ikki postulatga asoslanadi.

1. O'zgaruvchan magnit maydon tufayli uyurmaviy elektr maydon vujudga keladi (elektromagnit induksiya hodisasi).

2. O'zgaruvchan elektr maydon tufayli uyurmaviy magnit maydon vujudga keladi (magnito-elektrik induksiya hodisasi).

Kondensator plastinkalari orasida o'zgaruvchan elektr maydon vujudga keltiraylik, yuqoridagi postulatlariga asosan, birlamchi elektr maydon kuchayib borayotgan vaqtda o'zgaruvchan elektr maydon kuchlanganlik chiziqlari konsentrik o'rab qoladi. Vujudga kelgan o'zgaruvchan magnit maydon o'z navbatida uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltiradi.

Demak elektr maydon magnit maydonni, magnit maydon esa elektr maydonni vujudga keltiradi va xakazo. Shu tariqa fazoda bir-birini vujudga keltiruvchi elektr va magnit maydonlar ketma-ket sodir bo'laveradi. Bu maydonlar o'zaro bir-biri bilan uzviy bog'langanligi uchun umumiy maydonni elektromagnit maydon deb ataladi. Tabiatda

«sof» elektr maydon yoki «sof» magnit maydon sodir bo'lmaydi. Chunki agar bir sanoq tizimidagi kuzatuvchi qo'zsalmas elektr zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonni qayd qilsa, bu tizimga nisbatan Harakatda bo'lgan ikkinchi sanoq tizimidagi kuzatuvchi uchun zaryad harakatlanayotgan bo'ladi. Demak «sof» maydon tushunchasi nisbiy harakterga ega. Biror sanoq tizimidagi «sof» elektr maydon yoki sof magnit maydon boshqa sanoq tizimida elektr va magnit maydonlar yig'indisi, ya'ni elektr magnit maydon tarzida namoyon bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Tebranish konturi.
2. Kondensator.
3. Solenoid magnit maydon energiyasi.
4. O'zgaruvchan tok.
5. Elektromagnit vektorlar uchun Lorens almashtirishlari qanday?
6. Elektromagnit maydon invariantlarini tushuntiring.
7. Qanaday tebranishlar so'nuvchi tebranishlar deyiladi?
8. Elektrolitnima?
9. Elektroliz hodisasi.
10. Rekombinatsiya
11. Elektrokimyoviy ekvivalent
12. Faradey doimiysi.
13. Disotsiatsiya darajasi ionlarning harakatchanligi.
14. Faradey 1-2 qonunlari. Elektroliz.
15. Elektrolizning qo'llanilishi.

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism 237 b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir"1 t, S 653.

13-MAVZU. OPTIKANING ASOSIY QONUNLARI.

1. Yorug'likning interferensiyasi. Yupqa qatlamlardagi yorug'lik interferensiyasi. Yorug'lik interferensiyasining qo'llanishi.

2. Difraksiya hodisasi. Yorug'lik dispersiyasi. Frenel zonalar. Fraunhofer difraksiyasi. Difraksion panjara.

3. Rentgen nurlari difraksiyasi. Yorug'lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiya. Yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasi.

4. Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni. Vavilov-Cherenkov nurlanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Malyus qonuni.

5. Yorug'likning ikki dielektrik muhitlar chegarasidan qaytishi va sinishidagiqutblanishi. Yorug'lik nurining ikkiga ajralib sinishi. Sun'iy optik anizotropiya. Kerr effekti.

1. Yorug'likning interferensiyasi. Yupqa qatlamlardagi yorug'lik interferensiyasi. Yorug'lik interferensiyasining qo'llanishi.

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. *Bu hodisa yorug'lik interferensiyasi deb ataladi.*

Kogerent yorug'lik to'lqinlari olish uchun 1 ta manbadan nurlantirayotgan to'lqinni 2 ga bo'lish usuli ishlatiladi. Bunda to'lqinlar turli optik yo'lni o'tganlaridan so'ng qo'shiladilar va interferension manzara kuzatiladi.

Ikki kogerent to'lqinlar uchun faza farqi:

$$\Delta\varphi = 2\pi/\lambda(L_2 - L_1) \quad (13.1.1)$$

(λ_0 -vakuumdagi to'lqin uzunligi). Yo'lning geometrik uzunligi S ning muhit sindirish ko'rsatkichi n ga ko'paytmasi yo'lning optik uzunligi L , $d=L_2 - L_1$ esa yo'lning optik farqi deyiladi.

Agar yo'lning optik farqi vakuumdagi to'lqinning butun soniga

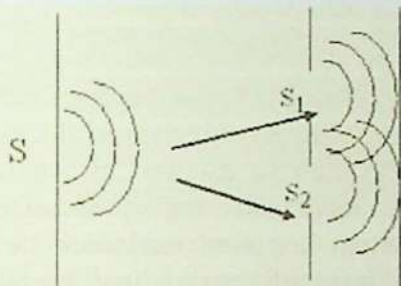
$$d = \pm m\lambda \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (13.1.2)$$

teng bo'lsa $d = \pm m\lambda$ nuqtada qo'zg'alayotgan tebranishlar bir xil fazada bo'ladi interferension maksimum sharti deb ataladi.

$$d = (2m+1) \lambda/2 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (13.1.3)$$

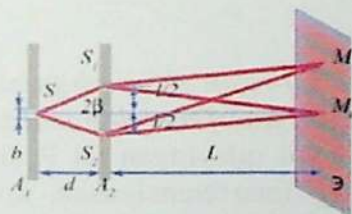
bo'lsa $d=(2m+1)\lambda/2$ bo'ladi va M nuqtadagi to'liqin fazalari qarama-qarshi bo'ladi; bu interferension minimum sharti deyiladi.

Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish uchun koherent yorug'lik dastasi bo'lishi kerak. Lazerlar ixtiro qilinishidan oldin dasta bo'linar va so'ngra ular qo'shilib interferension manzara olinar edi. Bunday ba'zi usullarni ko'rib o'taylik.



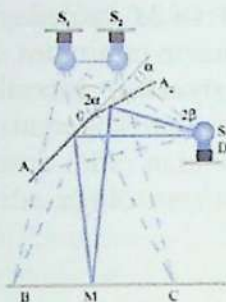
13.1.1-rasm Yung usuli.

Yung usuli. Bunda ikkita kichik tirqishi bo'lgan ekran yordamida yorug'likni "ikkiga ajratish" mumkin. S yorug'lik manbai ekranning tirqishlarida yorug'likning S_1 va S_2 ikkilamchi manbalarini hosil qiladi. Asosiy S manba nurlanayotgan to'liqlarning fazalari ham shunga mos holda xuddi shunday o'zgaradi, ya'ni S_1 va S_2 manbalar nurlanayotgan to'liqlarda fazalar ayirmasi hamma vaqt o'zgarishsiz qoladi – bu manbalar koherent bo'ladi.



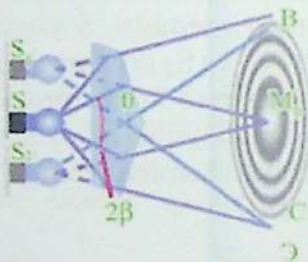
13.1.2-rasm. Yung usuli

Frenel ko'zgulari. Koherent manbalar hosil qilishning ikkinchi usuli bir-biriga 180° ga yaqin burchak ostida o'rnatilgan 2 ta yassi ko'zgudan yorug'likning qaytishiga asoslangan. Bu tizimda yorug'likning S asosiy manbaining S_1 va S_2 tasvirlari koherent manbalar bo'ladi.



13.1.3-rasm. Frenel ko'zgulari.

Frenel biprizmasi. Frenel biprizmasi ikkita bir xil sindirish burchaklari kichkina bo'lgan va asoslari birlashtirilgan prizmalardan iborat. S manbadan tarqalgan nur prizmalarda sinib, S_1 , S_2 manbalaridan chiqayotgan kogerent nurlardek tarqaladi. Ekranda bu kogerent nurlar qo'shilib intenferensiya hosil bo'ladi.



13.1.4-rasm. Frenel biprizmasi.

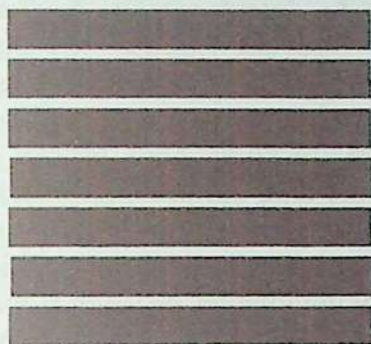
Ikki manba beradigan interferension manzarani hisoblash S_1 va S_2 kogerent manbalar hosil qilayotgan va P nuqtada qo'shilayotgan yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasini ko'raylik. Agar nurlar yo'lining ayirmasi $l=S_1P-S_2P$ ga to'lqinlarning butun soni joylashsa, ya'ni

$$d=2m \lambda/2 \quad (m=0,1,2,3,...) \quad (13.1.4)$$

bo'lsa, P nuqtada yorug'likning maksimumi bo'ladi. Agar $l=(2m+1)\lambda/2$ bo'lsa, P nuqtada yorug'likning minimumi bo'ladi.

Bu maksimum va minimumlar mos ravishda bir biriga parallel yorug'lik va qorong'i yo'llar ko'rinishida bo'ladi. $m=0$ ga tegishli bo'lgan markaziy maksimum 0nuqtadan o'tadi. Qo'shni maksimumlar (yoki minimumlar) orasidagi masofa $\delta x=\lambda l/d$ ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, yorug'likning ikki kogerent manbalari ekranda hosil qilgan interferensiya manzarasi yorug'lik va qorong'i yo'llarning navbatlashib joylashishidan iborat bo'ladi (13.1.5-rasm).



13.1.5-rasm. Interferension manzara

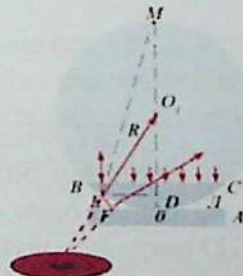
Bu manzara yorug'likning nuqtaviy manbalari o'rniga parallel joylashgan tor tirqishlardan foydalanilganda ayniqsa aniq hosil bo'ladi.

Yupqa qatlamlardagi yorug'lik interferensiyasi. Unga parallel nurlar dastasi tushayotgan bo'lsin. Tushayotgan O nurning bo'linishidan hosil bo'lgan nurlardan ikkitasin: plastinkaning yuqorigi va pastki sirtlardan qaytgan L va 2 nurlarni qarab chiqamiz. Agar linza yordamida ularni R nuqtada uchrashtirsak, ular interferensiyalashadi. Burchak juda kichik bo'lganda nurlarning yo'llar farqi yetarli darajada aniqlik bilan

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda_0}{2} \quad (13.1.5)$$

formula bo'yicha hisoblash mumkin.

13.1.6-rasm. Nyuton xalqalari (qizil nur bilan).



Buning uchun B sifatida plastinkaning nur tushayotgan joyidagi qalilirligini olish kerak. Plastinkaning boshqa

nuqtasiga tushayotgan O_1 nurning bo'lishi hisobiga hosil bo'lgan $1'$ va $2'$ nurlarni linza R nuqtada yig'adi. Bu nurlarning yo'llar farqi b qalinlik bilan aniqlanadi.

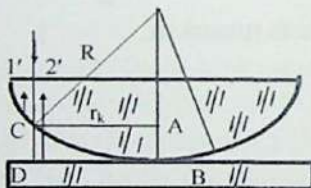
Yupqa plyonkada interferensiya hodisasi. Agar ekranni $Q, Q', \dots$ nuqtalardan o'tuvchi sirtga qo'shni bo'ladigan qilib joylashtirsak, unda yorug' va xira polosalar sistemasi paydo bo'ladi. Bu polosalarning har biri plastinkaning bir xil qalinlikdagi joylaridan yorug'likning qaytishi hisobiga hosil bo'ladi. Shu sababli bu holda interferensiyalar **teng qalinlikdagi interferensiyalar** deb ataladi.

Teng qalinlikdagi interferensiya. Yupqa shaffof plastinkaga 1,2 nurlar tushayotgan bo'lsin. Sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan muhitda yorug'lik to'lqini vakuumdagiga nisbatan n marta kichik tezlik bilan ($u=c/n$) tarqaladi. Shuning uchun vakuumda yorug'lik to'lqini biror chekli vaqt davomida muhitdagiga nisbatan n marta uzunroq yo'lni bosib o'ta oladi. **Bu yo'l uzunligini optik yo'l uzunligi deb atash odat bo'lgan.** Bundan tashqari, yorug'lik to'lqini optik zichligi kichikroq muhit bilan optik zichligi kattaroq muhit chegarasidan qaytganda uning fazasi o'zgaradi. Plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan nurlarning interferensiyalashishi natijasida yorug'lik intensivligining maksimumi $2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda/2 = k\lambda$ shart bajarilganda, minimumi esa

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda/2 = (2k+1)\lambda/2 \quad (13.1.6)$$

shart bajarilganda kuzatiladi.

Nyuton halqalari. Monoxromatik yorug'lik dastasi linzaning tekis sirtiga normal tushayotgan bo'lsin.



13.1.7-rasm. Nyuton halqalarini hosil qilish..

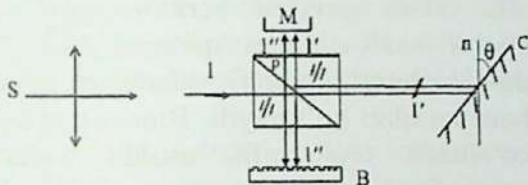
Shu nurlardan biri–birinchi nur– S nuqtaga yetib borgach, qisman qaytadi, qisman havo qatlami ichiga kirib boradi. Nurning bu ikkinchi qismi D nuqtadan qaytadi. 1 va 2 nurlar o'zaro kogerent, ular ustma-ust tushib, interferensiyalashadi. Natijada konsentrik halqalar kuzatiladi bu halqalar Nyuton halqalari deb ataladi. Yorug'lik halqalarining radiuslari

$$(r_R)_{\max} = \sqrt{(k-1/2)\lambda_0 R} \quad (13.1.7)$$

ifoda bilan, qorong'i halqalarning radiuslari esa

$$(r_R)_{\min} = \sqrt{k\lambda_0 R} \quad (13.1.8)$$

Interferometrlar. Interferensiya manzarasi interferensiyalanuvchi to'qirlarning yo'llari ayirmasiga juda sezgir bo'ladi: yo'llar ayirmasining kichik o'zgarishlarida uzunliklar va burchaklarni aniq o'lchash uchun, shuningdek, shaffof muhitlarning sindirish ko'rastkichlarini aniqlash uchun ishlatiladigan asboblarning tuzilishi shunga asoslangan. Sanoatda interferometrlar metall va boshqa silliqilgan sirtlarning sifatini (silliqligini) tekshirishda keng qo'llaniladi.



13.1.8-rasm. Interferometr sxemasi.

Bu oqim nurlaridan birining yo'lini ko'raylik. Yarim shaffof qatlamda 1 nur "ikkiga ajraladi": qisman qatlam orqali o'tadi va S ko'zguga tushadi. (1 nur), qisman esa qaytadi va tekshirilayotgan B sirtga tushadi (1 nur). So'ngra 1 nur ko'zgu va yarim shaffof qatlamdan qaytgandan so'ng va 1" nur tekshirilayotgan sirtidan qaytib, yarim shaffof qatlamdan o'tgandan so'ng M mikroskopga tushadi. Bu nurlar kogerent nurlardir, shuning uchun ular interferensiyalanadi, ularning interferensiyalanish natijasida mikroskopning ko'rish maydonida ko'rinib turadi.

Interferension plastinkalar. Plastinka yuqoriga yorug'likning ikkita kogerent parallel dastalarini qaytaradi, ulardan biri plastinkaning yuqori sirtidan yorug'lik qaytishi hisobiga, ikkinchi esa pastki sirtidan qaytishi vujudga keladi. Ikkinchi dasta plasinkaga kirishda va undan chiqishda sinadi. Plastinka yuqoriga, bu ikki dastadan tashqari, plastinka sirtlaridan uch, besh va hokazo marta qaytish hisobiga vujudga keladigan dastalarni ham yuboradi. Lekin biz bu dastalarni, ularning intensivligi juda kichik bo'ladi.

Golografiya va uni qo'llanilishi. Golografiya grekcha «golo»-to'liqin va «graf»-yozaman so'zlaridan tashkil topgan bo'lib, u buyumlarning tashqi ko'rinishini yozib olishning maxsus usulini anglatadi. Bu usul 1947-yilda D. Gabor tomonidan kashf qilingan. Golografiyaning mohiyati buyumdan kelayotgan (qaytish yoki sinish tufayli) nurlanishning to'liqin frontini fotoplastinkaga qayd qilish (yozib olish) so'ng buyumning tasvirini vujudgakeltirish maqsadida bu frontni tiklashdan iborat. Golografiyani fotografiyadan farqi shundaki, fotografiya yoritilgan ob'ektning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlar fotoplastinka yohud fotoplyonka tekisligining ayrim nuqtalariga ob'ektiv yordamida fokuslanadi. Bunda buyum barcha qismlarining tasvirlari ravshan bo'lmaydi. Masalan, bino oldida turgan odamning fotografik tasvirida odam gavdasi berkitib turgan bino qismini fotografiyaga turlicha vaziyatlardan qaragan bilan baribir ko'rib bo'lmaydi. Bundan tashqari, binoni odamdan qanchalik uzoqda joylashganligini ham aniqlab bo'lmaydi. Bino va odamning tasvirlari bir tekislikda ko'rinadi. Golografik usulda buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalarinigina emas, balki fazalarini ham fotoplastinkada qayd qilinadi. Golografiya to'liqin optikaning asosiy qonunlari interferenstiya va difrakstiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keladi. Kogerent yorug'lik dastasi ikkiga ajralib, uning bir qismi buyum B dan qaytib fotoplastinka G ga tushadi. Bu to'liqin, signal to'liqin yoki buyum to'liqini deyiladi. Ikkinchi qismi esa qaytargich plastinka (II) dan qaytib fotoplastinkaga tushadi. Uni tayanch to'liqin deyiladi. Bu ikki grupp kogerent to'liqlar fotoplastinkada qo'shib interferension manzara hosil qiladi. Fotoplastinkaga kimyoviy ishlov berilgandan so'ng oshkor bo'ladigan bu interferension manzarani gologramma deb ataladi.

Gologrammada buyumdan qaytgan to'liqlar, ya'ni buyum to'liqlarning amplituda hamdal fazalari to'g'risidagi axborotlar qayd qilinadi.

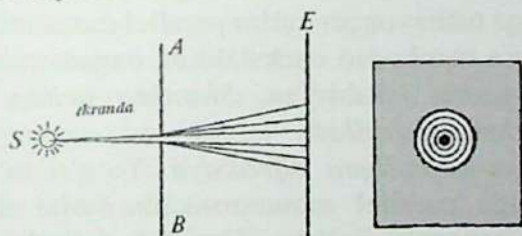
2. Difraksiya hodisasi. Yorug'lik dispersiyasi. Frenel zonolari. Fraunhofer difraksiyasi. Difraksion panjara.

Yorug'lik difraksiyasi. Yorug'lik to'liqlari o'lchamlari yorug'lik to'liqiniga yaqin bo'lgan to'siq va tirqishlarnigina sezilarli darajada aylanib o'tadi.

Yorug'lik difraksiyasi deb ataladigan hodisada yorug'lik nurlari shaffof bo'lmagan to'siqlardan egilib o'tib geometrik soya sohasiga kirib boradi. Yorug'lik to'lqinlarini to'siq yoki tirqishdan o'tishida to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishidan chetlanishiga difraksiya deyiladi. Difraksiya so'zi lotincha "difraksio" "egilib o'tish" dan olingan. Yorug'lik difraksiyasi Gyuygens-Frenel prinsipi asosida tushuntiriladi: to'ltin frontining har bir nuqtasi ikkilamchi kogerent to'ltinlar manbalari deb, fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranish esa shu nuqtaga etib kelgan ikkilamchi kogerent to'ltinlar interferensiyalanishining natijasi deb hisoblanadi.

Gyuygens-Frenel prinsipi. Geometrik optika qonunlariga asosan, E ekranda T to'siqning soyasi doira shaklidagi qorong'i soha kuzatilishi lozim. Tajribada shu narsa kuzatiladi. Lekin to'siqdan ekrangacha bo'lgan masofa to'siq o'lchamlaridan bir necha ming marta katta bo'lsa, ekranda ketma-ket yorug'lik va qorong'i konsentrik halqachalar kuzatiladi.

Gyuygens prinsipiga asosan, to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to'lqinlarining manbalari deb hisoblash mumkin. Frenel uni to'ldirib, bu ikkilamchi to'lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranish bu nuqtaga etib kelgan ikkilamchi kogerent to'lqinlar interferensiyalanishining natijasi deb qarash lozimligini aytib o'tadi.

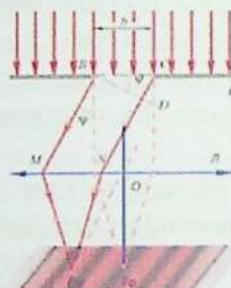


13.2.1-rasm. Gyuygens-Frenel prinsipi (yorug' va qorong'u konsentrik halqachalar hosil bo'lishi).

Masalan, nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan tarqalayotgan yorug'lik nurlarining yo'liga shaffofmas jismdan yasalgan disk shaklidagi T to'siq joylashtirilgan bo'lsin. Geometrik optika qonunlariga asosan, E ekranda T to'siqning soyasi doira shaklidagi qorong'i soha kuzatilishi lozim. Tajribada shu narsa kuzatiladi. Lekin to'siqdan ekrangacha bo'lgan masofa to'siq o'lchamlaridan bir necha ming marta katta bo'lsa, ekranda ketma-ket

yorug'lik va qorong'i konsentrik halqachalardan tashkil topgan manzara kuzatiladi.

Frenel difraktsiyasi - bu difraktsiya tarqaluvchi yorug'liklar difraktsiyasi bo'lib, aylana shaklidagi tirqishdan bo'ladigan difraktsiya ko'rinishida ko'rib chiqamiz. Agar AB aylana shaklidagi tirqish to'lqin uzunligi darajasidan katta bo'lsa, bu vaqtda tirqishning tasviri ekranda hosil bo'ladi. Agar tirqishni kichraytirsak, tirqish tasvirio'rniga o'zaro bir-birini almashtiruvchi qora va oq xalqalar hosil bo'ladi (13.2.2-rasm). Agar aylana shaklidagi tirqishda toq Frenel zonalari sig'adigan bo'lsa, birinchi xalqa oq bo'ladi, agar tirqishga juft Frenel zonalari sig'adigan bo'lsa birinchi xalqa qora bo'ladi.



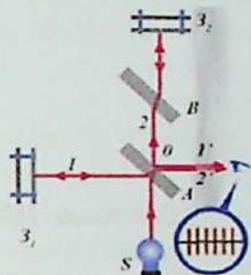
13.2.2-rasm. Frenel difraktsiyasi.

Fraunhofer defraktsiyasi. Difraktsiya hodisalari ikki sinfga bo'linadi. To'siqqa tushayotgan nurlar parallel dastasini hosil qilgan va difraktsion manzara manbadan cheksizlikda mujassamlashgan holdagi hodisalarni Fraunhofer tekshirgan. *Shuning uchun bu hodisalar Fraunhofer difraktsiyasi deyiladi.*

Bir tirqishdan bo'ladigan difraktsiya. To'g'ri to'rtburchakli tor tirqishli B ekranga parallel monoxromatik nurlar dastasi ekranga normal holda tushayotgan bo'lsin. Tirqishdan dastlabki yo'nalishda o'tayotgan barcha nurlar L linza yordamida linzaning fokal tekisligida joylashgan A ekrannning O nuqtasiga to'planadi. Bu barcha nurlar o'rtasidagi yo'l ayirmasi 0 ga teng bo'ladi. O nuqta orqali tirqishga parallel yorug' yo'l o'tadi. Endi difraktsiya tufayli tirqishdan o'tgan nurlarning faqat dastlabki yo'nalishda emas, balki bu yo'nalishga turli burchaklar ostida o'tishini nazarga olamiz (φ burchak difraktsiya burchagi deb ataladi). Tirqishdan shunday $\varphi = \varphi_1$ burchak ostida difraktsiyalanuvchi nurlar dastasini ko'raylikki, dastaning chekka nurlari orasidagi yo'l ayirmasi Δl yorug'lik to'lqinining uzunligiga

teng bo'lsin: $\Delta l = 2\lambda/2$ bunda butun dastani Frenel zonalariga ajratish mumkin, bu zonalar uchun 1 zonaning har bir nuri bilan 2 zona mos nurining yo'l ayirmasi $\lambda/2$ ga teng bo'ladi.

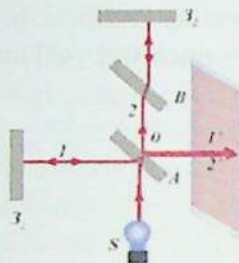
13.2.3-rasm. Bir tirqishdan bo'ladigan difraksiya.



Linza yordamida O_1 nuqtadan o'tgan to'g'ri chiziqli to'plangan bu nurlar interferensiyalanadi va o'zaro so'nishadi. Natijada O_1 orqali qorong'i yo'l - difraksiya minimumi o'tadi, $\varphi = \varphi_1$ burchak ostida difraksiyalanuvchi nurlar dastasining chekka nurlar orasidagi Δl yo'l ayirmasi $3\lambda/2$ ga teng bo'lsin. Bu holda butun dastani uchta 1, 2, 3 Frenel zonalariga ajratish mumkin. Ikki qo'shni zonaning (1,2) bir-birini so'ndirishi tushunarli (chunki bu zonalarining nurlari orasidagi yo'l ayirmasi $\lambda/2$ ga teng) 3 zona esa so'nmaydi va O_2 nuqtadan o'tuvchi chiziqli difraksiya maksimumini beradi. O_2 nuqtaga simmetrik bo'lgan O'_2 nuqtadan o'tuvchi to'g'ri chiziqli ham shunday maksimum paydo bo'ladi. O'_2 va O_2 maksimumlarning yoritilganligi 0 maksimumning yoritilganligidan ancha kam bo'ladi.

Shunday qilib, Frenel zonalarining toq soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi ekranda difraksiya maksimumlarini hosil qiladi, Frenel zonalarining juft soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi difraksiya minimumlar hosil qiladi. Bu maksimumlarni hosil qiluvchi nurlarning difraksiya burchaklari ortishi bilan maksimumlarni yoritilganligi kamayadi. Natijada bir tirqishdan hosil qilinadigan difraksiya manzarasi markazi yorug'lik yo'ldan har ikki tomonda simmetrik joylashgan qorong'i va yorug'lik yo'llarning navbatlashishidan iborat.

b) ikki va ko'p parallel tirqishlardan hosil bo'lgan difraksiya. Parallel monoxromatik nurlar dastasi bir-biridan d masofada joylashgan ikkita parallel tirqishi bo'lgan B ekranga perpendikulyar tushayotgan bo'lsin (13.2.4-rasm).



13.2.4-rasm. Ikki va ko'p parallel tirqishlardan hosil bo'lgan difraksiya.

Bunda bu tirqishlar yorug'likning kogerent manbalari bo'lib qoladi. Agar B ekran orqasida L yig'uvchi linza qo'yilgan bo'lsa, u holda linzaning fokal tekisligida joylashgan A ekranda difraksiya manzarasi vujudga keladi, bu difraksiya manzarasi ikki jarayonning, ya'ni yorug'likning har bir ayrim tirqishdan interferensiyasi natijasidir. Biroq bu manzaraning asosiy xususiyatlari ko'proq ikkinchi jarayon bilan aniqlanadi. Ikki parallel nurlar yo'llarining ayirmasi $\Delta l d \sin \varphi = k \lambda$ shartni qanoatlantirsa, ekranda interferension maksimum kuzatiladi. Agar $d \sin \varphi = (2k+1)\lambda/2$ bo'lsa, interferension minimum kuzatiladi. Maksimumlarning kuzatilishi mumkin bo'lgan soni $K = d/\lambda$.

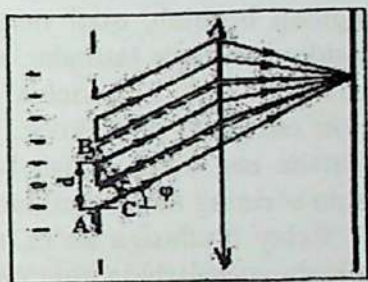
Yorug'lik bir-biriga yaqin joylashgan ko'plab parallel tirqishlar to'plamidan difraksiyalanganida ham difraksiya manzarasining ko'rinishi ikki tirqishdan difraksiyalanishdagi ko'rinishda bo'ladi. *Faqat maksimumlar ravshanroq va torroq, ularni ajratib turgan minimumlar esa keng va amalda butunlay qorong'i ko'rinadi. Bunday qurilma difraksiya panjarasi deyiladi masofa panjaraning davri deyiladi.* Difraksiya panjaralari shisha plastinka yoki metall ko'zgu sirtiga ingichka shtrixlar (tirnashlar) chizish yo'li bilan tayyorlanadi. Difraksion panjara bilan yorug'lik to'lqin uzunligini aniqlash mumkin.

Difraksion panjara. Panjarani ajrata olish kuchi. Bu davriy ravishda tirqish va to'siqlardan iborat tiniq optik qurilma hisoblanadi. Tirqish kengligi b va to'siq kenligi a bo'lsa, difraksion panjaraning davri $d = a+b$ bo'ladi. Bu vaqtda panjaradagi tirqishlar soni: $N = l/d$. Bu erda l – panjaraning eni. Bu tizimga parallel yorug'liklar tushganda Fraungofer difraksiyasi vujudga kelib, nurlar tushish yo'nalishiga nisbatan φ burchakka og'adilar. Bu nurlar linza yordamida to'planganda, linzaning fokal tekisligida o'zaro bir-birini

almashtiruvchi oq va qora tasmalar hosil bo'ladi. Bu vaqtda difraksiyon manzara bir nechta maksimumlardan iborat bo'ladi. Difraksiya vaqtida φ burchakning ma'lum qiymatlarida ikkala tirqishning mos nuqtalaridan kelayotgan nurlar bir xil fazada bo'ladi. Bu nurlarning interferensiyalanishi natijasida intensivlik-ning asosiy maksimumi kuzatiladi.

$$d \sin \varphi = k \lambda, \quad k = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (13.2.1)$$

Tirqishlardagi ikkilamchi manbalar barcha yo'nalishlarda tarqaluvchi yorug'lik to'lqinlarini hosil qiladi. Tirqishdan ixtiyoriy φ burchak ostida sochiluvchi nurlarni tekshiraylik. Qo'shni tirqishlarning chetlaridan chiqayotgan to'lqinlar orasidagi yo'l ayirmasi AS kesmaning uzunligiga teng va quyidagi ifodadan aniqlanadi: (13.2.5-rasm) $AC = AB \sin \varphi = d \sin \varphi$



13.2.5-rasm. Difraksiyon manzara.

Difraksiya hodisasini difraksiyon panjara yordamida kuzatish mumkin.

Difraksiyon panjara deganda bir-biriga juda yaqin joylashgan o'zaro parallel to'siq va tirqishlardan tuzilgan optik asbobga aytiladi. U maxsus mashina yordamida ma'lum o'lchamdagi shaffof shisha plastinkani tirnab bir-biriga parallel bo'lgan to'siq va tirqishlar hosil qilish yo'li bilan yasaladi.

Qo'shni tirqishlarning mos nuqtalari orasidagi masofa difraksiyon panjara doimiysi yoki davri deyiladi. Agar shaffof tirqishlarning kengliklari a bilan to'siqlarning kengligi b bilan belgilansa, panjaraning davri $d = a + b$ ga teng bo'ladi.

Difraksiyon panjaraga tik tushadigan yorug'lik nurining difraksiyalanish maksimumlik sharti quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$d \cdot \sin \varphi = k \lambda; \quad (13.2.2)$$

bunda $d = a + b$ - panjara doimiysi;

$$d = \frac{l}{N}; \quad (13.2.3)$$

bunda N - panjara uzunlik birligidagi shtrix (tirqish)lar soni.

Difraksion panjara har qanday monoxromatik nur yoki oq yorug'lik bilan yoritilishdan qat'iy nazar ekran markazida maksimum kuzatiladi. Difraksion panjaraga nur tik tushiriladi. Panjara oq yorug'lik bilan yoritilganda $K=0$ ga muvofiq keladigan markaziy maksimumdan boshqa maksimumlar-ning vaziyati to'liq uzunligiga bog'liq bo'lganligi uchun panjara oq yorug'likni spektrlarga ajratadi. Difraksion panjarada kuzatilishi mumkin bo'lgan maksimum tartibi quyidagi ifodadan aniqlanadi. $K=d/\lambda$.

Panjaraning davri ortishi bilan interferension halqalar soni ortadi, maksimumlar orasidagi masofa kamayadi.

Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyati. Agar difraksion panjaraga monoxromatik yorug'lik tushmasdan murakkab oq yorug'lik dastasi parallel tushsa, ekranda oq va yorug' tasmalar o'rniga binafsha rangidan boshlab, qizil ranggacha bo'lgan difraksion manzara, ular orasida esa, qora tasmalar kuzatiladi. Tasmalar rangdorligi quyidagi tartibda bo'ladi. Eng kichik og'ish burchagi qizil rangli tasma, undan keyin esa havo rang, ko'k, yashil, sariq, zarg'aldoq va rangli tasma binafsha eng katta og'ish burchagiga ega bo'ladi. Har bir rangdagi tasma o'zining maksimumlariga ega bo'ladi.

Reley qoidasiga ko'ra, maksimumlar bir-biridan ajrim chegarasi ordinata yo'nalishida umumiy maksimumning 0,8 qismiga teng bo'lsa, tasma ranglari o'zaro ajralgan deb hisoblanadi.

Difraksion panjara va difraksion asboblarning ajrata olish qobiliyati burchakli dispersiya va chizig'li dispersiya ko'rinishda bo'ladi. Burchakli dispersiya:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad D = \frac{k}{b \cos \varphi} \quad (13.2.4)$$

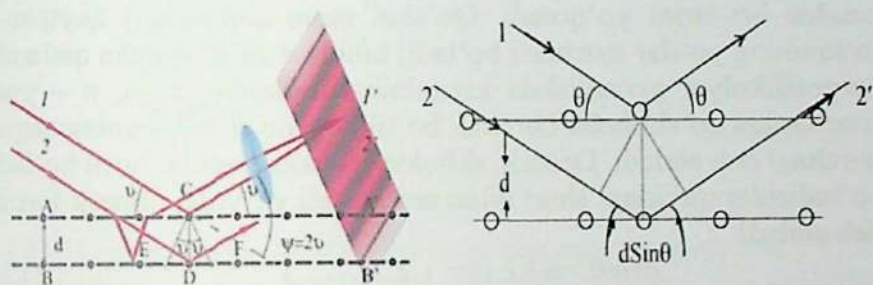
ga teng, bu yerda φ difraksiya vaqtida nurning og'ish burchagi, $d\lambda$ -to'liq uzunligining o'zgarishi, k -difraksion manzaraning tartib raqami, b -difraksion panjaradagi tirgish eni.

Dispersiyaning chizig'lik kataligi ya'ni panjara yoki spektral asboblarning chizig'li ajrata olish qobiliyati quyidagicha aniqlanadi:

$$r = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (13.2.5)$$

3. Rentgen nurlari difraksiyasi. Yorug'lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiya. Yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasi.

Rentgen nurlarinig difraksiyasi. Difraksion manzara kuzatilishi uchun panjara doimiysi va to'liq uzunliklarining tartibi bir xil bo'lishi kerak. Kristallarning panjara doimiysi $\sim 10^{-10}$ m va shuning uchun ko'rinadigan yorug'lik ($\lambda \sim 5 \times 10^{-7}$ m) uchun ularda difraksiya kuzatilmaydi. Nemis fizigi M.Laue kristallarda difraksiyani rentgen nurlari ($\lambda \sim 10^{-12} - 10^{-8}$ m) da kuzatish mumkinligini birinchi bo'lib ko'rsatdi.



13.3.1-rasm. Kristallarda difraksiya.

Monoxromatik rentgen nurlari dastasi (1, 2)-sirpanish burchagi ostida kristallga tushmoqda va 1, 2 ikkilamchi to'liq sifatida tarqalmoqda va interferensiyalanmoqda. Intensivlik maksimumlari - difraksion maksimumlar

$$d \sin \theta = k \lambda \quad (k=1,2,3, \dots) \quad (13.3.1)$$

da kuzatiladi. Bu ifodadan foydalanib, kristallarning atom tekisliklari orasidagi masofa d ni aniqlash mumkin (rentgenostrukturaviy tahlil). Bu usul elektronlar va neytronlardan foydalanib amalga oshirilishi mumkin (eletronografiya, neytronografiya). d , va k ni bilgan holda yorug'lik to'liq uzunligini aniqlash mumkin.

Vulf – Bregg formulasi. Rus olimi Yu.V. Vulf va ingliz fiziklari U.G. va U.L. Bregglar, bir – biridan mustaqil ravishda kristall panjaradan hosil bo'ladigan difraksion manzaraning analizini quyidagi soda usulda ham bajarish mumkinligini ko'rsatdilar kristall panjaraning tugunlari orqali bir – biridan barobar masofalarda parallel tekisliklar o'tkazamiz. Bundan keyin biz o'sha tekisliklarni atom qatlamlari deb ataymiz. Agar kristallag tushayotgan to'liq yassi bo'lsa, bunday

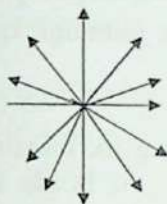
qatlamda yotuvchi atomlar yuzaga keltiradigan ikkilamchi to'liqlarning o'ramasi ham tekislikdan iborat bo'ladi. Shunday qilib, bir qatlamda yotgan atomlarning natijaviy ta'sirini atomlar bilan qoplangan sirtidan odatdagi qaytish qonunlari bo'yicha qaytgan yassi to'liq ko'rinishida tasavvur qilish mumkin. Turli atom qatlamlaridan qayta yassi ikkilamchi to'liqlar o'zaro kogerent va difraksion panjaraning har xil tirqishlaridan berilgan yo'nalishda tarqalayotgan to'liqlar kabi interferensiyalashadi. Shuning bilan birga, difraksion panjaradagi kabi qo'shni to'liqlar uchun yo'llar farqi λ ga karrali bo'lgan yo'nalishlardan tashqari hamma yo'nalishlarda ikkilamchi to'liqlar amalda bir-birini yo'qotadi. Qo'shni atom qatlamidan qaytgan ikki to'liqning yo'llar ayirmasi bo'ladi; bunda d qaralayotgan qatlamlarga perpendikulyar yo'nalishda kristalning birdaylik davri, v – yutilish burchagiga qo'shimcha burchak bo'lib, tushuvchi nurlarning sirpanish burchagi deb ataladi. Demak, difraksion maksimumlar hosil bo'ladigan yo'nalishlar quyidagi shart bilan aniqlanadi va Vulf – Bregg formulasi deb ataladi.

$$d \sin \theta = \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (13.3.2)$$

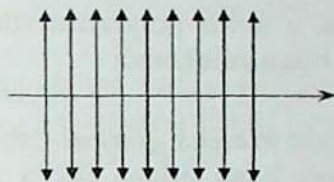
4. Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni. Vavilov-Cherenkov nurlanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Malyus qonuni.

Yorug'likni qutblanishi. Polarizator va analizator Malyus qonuni. Yorug'likning qutblanish hodisasi yorug'lik nurini ko'ndalang elektromagnit to'liq ekanligini tasdiqlaydi. Tabiiy yorug'lik nurida uni tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan barcha yo'nalishlarda yorug'lik vektorining (elektr maydon kuchlanganligi vektori E) tebranishlari sodir bo'ladi. Yorug'lik to'liqni ikkita ko'ndalang elektr kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ va magnit induksiya vektori $\vec{B}$ bilan bog'liq. Tabiiy yorug'lik nurida $\vec{E}$ va $\vec{B}$ vektorlarning tebranish yo'nalishi turli tekisliklarda bo'lib tuxtovsiz o'zgarib turadi. Boshqacha aytganda, $\vec{E}$ vektorning tebranishlari to'liqning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan turli tekisliklarda sodir bo'ladigan yorug'lik to'liqlari tabiiy yorug'lik deb aytiladi (13.4.1-rasm).

Agar yorug'lik vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda yuz berayotgan bo'lsa, bunday yorug'likni yassi (yoki to'g'ri chizili) qutblangan deb yuritiladi. Yorug'lik vektori tebranayotgan tekislikni tebranish tekisligi deb ataladi.

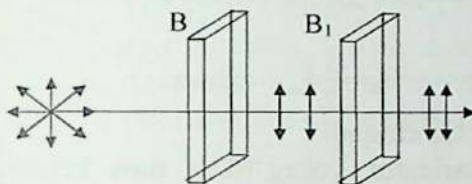


13.4.1-rasm. Tabiiy yorug'lik



13.4.2-rasm. Qutblangan yorug'lik

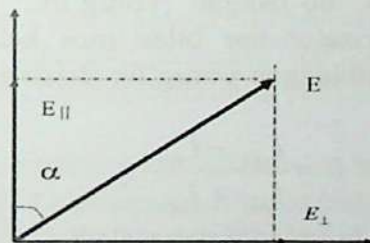
Yassi qutblangan yorug'likni tabiiy yorug'likdan polyarizatorlar (qutblagichlar) deb ataluvchi asboblarda olish mumkin.



13.4.3-rasm. Yorug'likni polyarizatorlar asosida qutblash.

Qutblantirgich orqali tabiiy yorug'lik o'tayotganda $\vec{E}$ yorug'lik vektorini ikkita tashkil etuvchiga $\vec{E}_{||}$ va $\vec{E}_{\perp}$ ga ajratish mumkin (13.4.3-rasm). $E_{||}$ tashkil etuvchisi polyarizator orqali erkin o'tadi, $E_{\perp}$ tashkil etuvchisi esa unda yutiladi. O'tgan to'lqin jadalligi $E_{||}^2 = E^2 \cos^2 \alpha$ ga proporsionaldir. Shu sababli, ideal polyarizator orqali yorug'likning o'tgan qismi quyidagi o'rtacha qiymatga tengdir:

$$E_{||} = E \cos \alpha; \quad E_{\perp} = E \sin \alpha, \quad \langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2} \quad (13.4.1)$$



13.4.4 – rasm. Tabiiy yorug'likni ikki xil yo'nalishdagi tebranishlarga ajratish

Shunga asosan, tabiiy yorug'likni, bir xil jadallikka ega bo'lgan va bir-biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, ikkita elektromagnit to'lqinlarning bir-birini ustiga tushishi deb tasavvur qilish mumkin.

Agarda, polyarizatorga $I_0 \sim E^2$ jadalikdagi yassi qutblangan yorug'lik tushsa, u holda polyarizatoridan chiqqan yorug'lik jadalligi, quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (13.4.2)$$

bu ifoda *Malyus qonuni* deb ataladi. Agarda yorug'lik tekisliklari α burchak hosil qilgan ikkita polyarizatoridan o'tsa, u holda birinchi polyarizatoridan jadalligi

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\max} \quad (13.4.3)$$

bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik chiqadi va ikkinchisidan Malyus qonuniga asosan

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\max} \cos^2 \alpha, \quad (13.4.4)$$

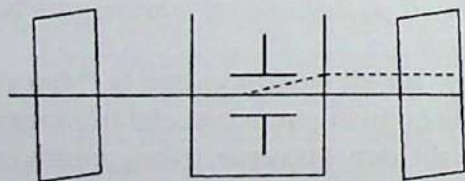
jadallikdagi yorug'lik chiqadi.

Ikkinchi polyarizator yorug'likka mos keladigan o'q atrofida aylanganda, α burchak $0 \div 2\pi$ qiymatlarda o'zgaradi, yorug'lik jadalligi $\alpha=0$ va $\alpha=\pi$ (ikkala polyarizatorlar bir biriga parallel bo'lganda) qiymatlarda maksimumga erishadi va $\alpha=\frac{\pi}{2}$ va $\alpha=\frac{3}{2}\pi$ qiymatlarda (polyarizatorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lganda) ikki martta nolga aylanadi. Bu yorug'lik jadalligi tebranishlariga qarab, uning qutblanganligini va tebranish tekisligi yo'nalishini aniqlash mumkin. SHu sababli, ikkinchi polyarizator analizator vazifasini o'tashi mumkin.

Bir yo'nalishdagi tebranish boshqa yo'nalishlardagi tebranishlardan ustun bo'ladigan yorug'lik, qisman qutblangan hisoblanadi. Polyarizator nur bilan mos keladigan o'q atrofida aylanganda qisman qutblangan yorug'lik jadalligi $I_{\max}$ dan $I_{\min}$ gacha o'zgaradi.

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (13.4.5)$$

Bu ifoda *polyarizatorning tartibi* deb ataladi.



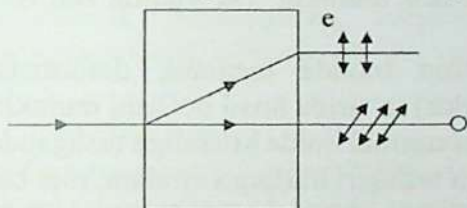
13.4.5-rasm. Yorug'likning qutblanishi.

Yassi qutblangan yorug'lik uchun $I_{min}=0$ bo'lgan holda, $R=1$ ga teng bo'ladi, tabiiy yorug'lik uchun esa $I_{min}=I_{max}$ bo'lganda, $R=0$ ga teng bo'ladi.

Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni va uning qo'llanilishi. Yorug'likning yutilishi (absorbsiya) deb moddadan o'tishda yorug'lik energiyasining yo'qotilishiga aytiladi. Bunga sabab – yorug'lik energiyasining moddaning ichki energiyasiga aylanishi. Yutilish natijasida o'tayotgan yorug'likning intensivligi kamayadi.

Buger qonuni. Moddadan o'tuvchi yorug'lik intensivligi $I=I_0e^{-cd}$, eksponensial qonun bo'yicha kamayadi.

Qo'sh nursinishi. Yorug'lik qandaydir kristalldan o'tganda, yorug'lik nuri ikkita nurga ajraladi. Qo'sh nursinishda bitta nur odatdagi sinish qonunini qanoatlan-tiradi, tushayotgan nur va normal tekisligida yotadi. Bu nur odatdagi nur deb ataladi (13.4.6- rasm).



13.4.6 – rasm. Qo'sh nur sinishi

l -yo'nalishdagi ikkinchi nur uchun $\frac{\sin i}{\sin r}$ nisbat tushish burchagi o'zgarganda doimiy saqlanmaydi. Bu nur **odatdan tashqari nur deb** ataladi. Nur normal bo'lib tushganda ham, odatdan tashqari nur boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi mumkin, burchak ostida tushganda esa, tushayotgan nur va sinish sirtiga normal tekisliklarda yotmaydi. Bu esa odatdagi va odatdan tashqari bo'lgan nurlarning sinish ko'rsatkichlari xar xil ekanligini bildiradi yoki kristallda har xil tezliklar bilan tarqaladilar.

Qo'sh nur sinish xodisasi, kubik kristallardan tashqari, barcha tiniq kristallarda kuzatiladi. Odatdagi va odatdan tashqari nurlarni tekshirish, ular bir-biriga o'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda to'la qutblanganliklarini isbotlaydi. Ikkala nur kristalldan chiqayotganda faqat qutblanish yo'nalishlari bilan farqlanadilar. Ayrim kristallarda nurlardan biri boshqasiga nisbatan kuchli yutiladi. Bu xodisa–**yorug'likning dixroizmi** deb ataladi.

Qo'sh nur sinish, kristall ichida xar xil yo'nalishlarda kristallning tuzilishi va xususiyati xar xilligi bilan tushuntiriladi. Bu holda kristall **anizotrop muhit** ko'rinishida bo'ladi.

Kubik bo'lmagan kristallarda ε dielektrik singdiruvchanlik kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi. $n = \sqrt{\varepsilon}$ bo'lgani uchun singdirish ko'rsatkichi ham kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi.

Qo'sh nur sinishi xodisasi tabiiy yorug'likdan, qutblangan yorug'lik olish imkonini beradi. Buning uchun qo'sh nur sinishni xosil qiladigan kristall yordamida tabiiy nurni odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajratiladi. Undan so'ng nurlardan birini chetga og'diriladi yoki yutilishiga majbur qilinadi, ikkinchisi esa qutblangan nur sifatida foydalaniladi. Qo'sh nur sinishi tiniq izotrop moddalarda, xar xil tashqi ta'sir ostida kuzatilishi mumkin. Bu vaqtda sun'iy anizotrop modda paydo bo'ladi.

Sun'iy anizotrop modda mexanik deformatsiya yoki elektr maydoni (Kerr effekti) ta'sirida hosil bo'lishi mumkin.

Qutblangan nur normal holda kristallga tushganda nur dastasi yana odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajraladi, ular bir yo'nalishda, har xil tezliklarda tarqaladilar. Ular orasida δ optik yo'l farqi va $\Delta\varphi$ fazalar farqi xosil bo'ladi:

$$\delta = (n_o - n_e)d ; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)d, \quad (13.4.6)$$

Odatdagi va odatdan tashqari nurlarda tebranishlar o'zaro perpendikulyar bo'lgani uchun, ularni qo'shganda elliptik ko'rinishdagi tebranishlar hosil bo'ladilar va $\vec{E}$ vektor uchi ellipsni chizadi.

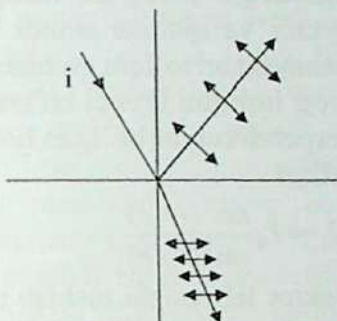
Bunday yorug'lik elliptik ko'rinishda qutblangan deb ataladi. Agarda fazalar farqi $\Delta\varphi = \pi$ bo'lsa, qo'shilgan tebranishlar to'g'ri chiziqliqqa aylanadi.

5. Yorug'likning ikki dielektrik muhitlar chegarasidan qaytishi va sinishidagi qutblanishi. Yorug'lik nurining ikkiga ajralib sinishi.

Sun'iy optik anizotropiya. Kerr effekti.

Yorug'likning qaytishda va sinishda qutblanishi. Bryuster qonuni. Agar yorug'lik nurining ikkita dielektrikni ajratib turuvchi chegaraga (masalan, shisha plastinka sirtiga) tushish burchagi nolga teng bo'lmasa, qaytgan va singan nurlar qisman qutblangan bo'ladi.

Qaytgan nurda tushish tekisligiga perpendikulyar tebranishlar ko'proq bo'ladi (nuqtalar), singan nurda esa tushish tekisligiga parallel tebranishlar ko'proq bo'ladi (ikki tomonida strelka).



13.5.1-rasm. Yorug'likning qaytish va sinishda qutblanishi.

Yorug'likning tushish burchagining tangensi dielektrikning absolyut sindirish ko'rsatkichiga teng bo'lsa qaytgan nur to'liq qutblanadi.

$$\operatorname{tgi}_b = n \quad (13.5.1)$$

Bu munosabat Bryuster qonuni nomi bilan yuritiladi i_b burchak Bryuster burchagi yoki to'la qutblanish burchagi deb ataladi. Yorug'lik Bryuster burchagi ostida tushganda qaytgan va singan nurlar o'zaro perpendikulyar bo'ladi. Yuqorida aytganimizdek, agar tabiiy yorug'likni shaffof muhitga qaytish burchagi sinish burchagiga perpendikulyar bo'ladigan qilib tushirilsa, qaytgan nur to'la qutblangan bo'ladi va bu qutblangan nurning tebranishlari tushish tekisligi (tushgan, qaytgan va singan nur yotgan tekislik) ga perpendikulyar tekislikda sodir bo'ladi.

Qaytgan nur singan nurga perpendikulyar bo'lgandagi tushish burchagi Bryuster burchagi deyiladi. Bryuster qonuniga asosan

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin(\frac{\pi}{2} - \alpha)} = \operatorname{tga} \quad (13.5.2)$$

bo'ladi.

Dielektrikning ichida ikkilamchi to'lqinlar tushuvchi (birlamchi) to'lqin bilan qo'shiladi. Birlamchi va ikkilamchi to'lqinlar qo'shilishidan hosil bo'lgan natijaviy to'lqin singan to'lqinni beradi.

Zaryadlarning majburiy tebranishlari mana shu natijaviy to'liqning E vektori yo'nalishida sodir bo'ladi.

Ikki muhit chegarasiga yorug'lik tushganda, yorug'lik to'liqini qisman aks etib qaytadi va qisman sinadi. Dielektriklarda, qaytgan yorug'lik jadalligi tushayotgan to'liqin qutblanishi, i tushish burchagi va r sinish burchagiga bog'liqligini Frenel ko'rsatgan. $\vec{E}$ vektor tebranishi tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun yorug'lik jadalligi

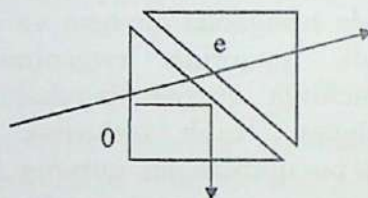
$$I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}, \quad (13.5.3)$$

ga teng bo'ladi. $\vec{E}$ vektor tebranishi tushish tekisligida bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun, yorug'lik jadalligi

$$I_{\parallel} = I_0 \frac{\lg^2(i-r)}{\lg^2(i+r)}, \quad (13.5.4)$$

ga teng bo'ladi. Tabiiy yorug'lik uchun qaytgan to'liqin jadalligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = I_{\perp} + I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_0 \left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\lg^2(i-r)}{\lg^2(i+r)} \right] \quad (13.5.5)$$

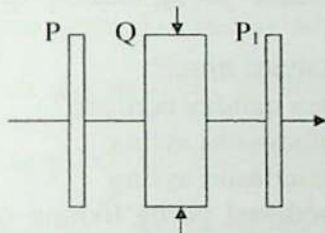


13.5.2-rasm. Turmalin kristali.

Oddiy nur to'la ichki qaytishga uchraydi, g'ayrioddiy nur esa bemalol o'tib ketadi. Ba'zi kristallarda nurlardan biri ikkinchisiga qaraganda ko'proq yutiladi. Bu hodisa dixroizm deb ataladi. Ko'zga ko'rinadigan nurlarda kuchli dixroizm turmalin kristallida kuzatiladi. Unda oddiy nur 1 mm uzunlikda deyarli butunlay yutiladi. Sirtlar yuzi katta bo'lgan qutblovcchi asboblari polaroidlar deyiladi. Polaroid juda kuchli dixroik kristall hisoblangan gerapatitning qalinligi 0,1 mm bo'lgan po'sti nurlardan birini haqiqatda butunlay yutib olib, bunday yupa qatlam qutblovcchi vazifasini o'taydi. Zamonaviy polaroidlar spektrning binafsha va qizil soxalarini qisman qutblangan hola o'tkazadi. Polaroidlar avtomobil yo'llarida haydovchining ko'zini

qarshidan kelayotgan mashina farasini ko'zni qamashtirish ta'siridan muhofaza qilishda ham tatbiq etiladi. Buning uchun avtomobilning oldingi oynasi va faralari polyaroiddan yasaladi.

Optik anizotropiyani sun'iy ravishda hosil qilish. Yorug'likning kristallarda turli yo'nalishlarda turlicha tezlik bilan tarqalishi optik anizotropiya deyiladi. Fizik xususiyatlari yo'nalishlarga bog'liq bo'lmagan muhit izotrop muhit deb ataladi. Fizik xususiyatlari yo'nalishlariga bog'liq bo'lgan muhit esa anizotrop muhit deb ataladi. Izotrop muhitda (shisha platinkada) yorug'likning sinishi, sinish qonuniga bo'ysinadi. Anizotrop kristallarida (island shpati) yorug'lik nuri singanda ikkilanma nur sindirish hodisasi kuzatiladi. Ikkilanma nur sindirish tiniq izotrop jismlarda va kubik tizimdagi kristallarda har xil ta'sirlar ostida vujudga kelishi mumkin.



13.5.3-rasm. Optik anizotropiyani sun'iy hosil qilish.

Shishadan yasalgan Q plastinkani o'zaro perpendikulyar P va P₁ polyarizatorlar orasiga joylashtiramiz. Shisha deformatsiyalanmagan holda bunday tizim yorug'lik o'tkazmaydi. Agar shishani deformatsiyalasak (masalan, biror o'q bo'yicha siqsak) tizim orqali Yorug'lik o'ta boshlaydi, shuning bilan birga, tizim orqali o'tgan nurlarda kuzatiladigan manzara rang-barang chiziqlar bilan qoplangan bo'ladi. Chiziqlar joylashishining harakteriga qarab plastinka ichidagi kuchlanishlarning tarqalishi haqida mulohaza yuritish mumkin.

Kuchlanishlarni tekshirishning optikaviy usuli mana shu sun'iy ikkilanma nur sindirishga asoslangan. Optikaviy usul shishadan yasalgan mahsulotlarda zararli kuchlanishlarning bor-yo'qligini tekshirish uchun ishlatiladi. 1875-yilda Kerr suyuqliklarda (amorf qattiq jismlarda ham) elektr maydon ta'sirida ikkilanma nur sindirish vujudga kelishini kashf qildi. Bu hodisani Kerr effekti deb atalgan. $n_0 - n = kE^2$.

Qutblanish tekisligining aylanishi. Yorug'lik ayrim moddalardan o'tganda, yorug'lik vektori tebranishi tekisligining aylanishi kuzatiladi.

Bunday imkoniyatgan ega bo'lgan moddalar, optik aktiv moddalar deb ataladi. Bular – kvarts, shakar eritmasi va boshqalardan iboratdir. Optik aktiv moddalarda, qutblanish tekisligining burilish burchagi nur bosib o'tgan / yo'lga to'g'ri proporsionaldir. Kristallarda:

$$\varphi = \alpha \ell, \quad (13.5.7)$$

Eritmalarda esa, qutblanish tekisligining aylanish burchagi eritma konsentratsiyasiga ham bog'liq bo'ladi:

$$\varphi = \alpha c \ell, \quad (13.5.8)$$

α -koeffitsiyent qutblanish tekisligining *solishtirma aylanish ko'rsatkichi* deb ataladi va u tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqdir.

Nazorat savollari:

1. Difraksiya hodisasi yorug'likning qanday tabitga egaligini isbotlaydi?
2. Yorug'lik difraksiyasi nima?
3. Difraksion panjara qanday tuzilgan?
4. Fraungofer difraksiyasini ayting.
5. Vulf – Bregg formulasini ayting.
6. Interferensiya hodisasi yorug'likning qanday tabitga egaligini isbotlaydi?
7. Yorug'lik interferensiyasi nima?
8. Qanday yorug'lik to'lqinlari interferensiyaga kirishi mumkin?
9. Kogerent to'lqinlar deb qanday to'lqinlarga aytiladi?
10. Monoxromatik to'lqinlar qanday to'lqinlar?
11. Kogerent yorug'lik to'lqinlari qanday hosil qilinadi?

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism 237 b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir" I t, S 653.

14-MAVZU. NURLANISHNING KVANT TABIATI. FOTOEFFEKT HODISASI.

1. Issiqlik nurlanishi va uning xarakteristikalar. Kirxgof qonuni. Stefan – Bolsman qonuni. Vinning siljish qonuni.

2. Reley formulasi. Plank formulasi. Optik pirometriya. Fotoelektrik effekt va uning turlari.

3. Tashqi fotoeffekt qonunlari. Tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi. Fotoeffektning qo'llanilishi.

4. Fotonning energiyasi, massasi va impulsi. Kompton effekti va uning elementar nazariyasi.

1. Issiqlik nurlanishi va uning xarakteristikalar. Kirxgof qonuni. Stefan- Bolsman qonuni. Vinning siljish qonuni.

Elektromagnit nurlarni chiqaruvchi manbaaning tabiatiga qarab nurlanishlar bir necha turlarga bo'linadi. Jumladan, issiqlik yoki jismga issiqlik berish bilan uning elektromagnit to'lqinlar nurlanishi issiqlik nurlanishi va b.q.

Kundalik tajribalarning ko'rsatishicha, yetarlicha yuqori haroratgacha qizdirilgan qattiq jismlar cho'g'lanadi, ya'ni ular ko'zga ko'rinuvchi yorug'lik chiqaradilar. Ancha past temperaturalarda ham qattiq jismlar nurlanadi, lekin ular chiqaradigan yorug'lik inson ko'ziga sezilmaydi, ular infraqizil nurlar ko'rinishida nurlaydilar, umumiy qilib aytganda jismlar, ayniqsa qattiq jismlar isitilganda issiqlik energiyasini chiqaradilar.

Uzun to'lqinli infraqizil nurlarni nazarda tutmagan holda jismlar yetarlicha yuqori haroratgacha qizdirilganda cho'g'lanadilar, ya'ni ko'zga ko'rinuvchi yorug'lik chiqaradilar, bunday hodisalarni "issiqlik nurlanishi" deb atashadi.

Faraz qilaylik har xil temperaturagacha qizdirilgan bir nechta jism mavjud bo'lsin, ular ideal qaytaruvchi devorli qobiq bilan qo'rshab olingan kovakda joylashtirilgan bo'lsin. Agar bu kovak ichi absolyut vakuum bo'lsa ham uning ichidagi jismlar bir-birlari bilan bevosita o'zlarining chiqarayotgan elektromagnit nurlanishlari bilan energiya almashinadilar.

Issiqlik nurlanishi amalda doimo muvozanat holatida bo'ladigan yagona nurlanish ko'rinishidir. Vaqt o'tishi bilan jism va nurlanish

o'rtasida uzluksiz energiya almashinishi tufayli muvozanat holati yuzaga keladi, ya'ni jism birlik vaqt ichida qancha energiya (har qanday nurlanishdagi energiya) chiqarsa u shuncha energiya yutadi.

Ideal qaytaruvchi devorli qobiq bilan qurshalgan kovak ichida issiqlik muvozanati qandaydir sabablarga ko'ra buzilgan bo'lsin, unda jism energiya yutishiga nisbatan ko'proq energiya nurlaydi. Agar birlik vaqtda jism issiqlik yutishiga nisbatan qo'proq nurlasa (yoki teskari hodisa bo'lsa), unda jismning harorati kamayadi (oshadi), natijada nurlanayotgan jismning energiya miqdori kamayadi (oshadi), bunday o'zgarishlar jism issiqlik muvozanatida bo'lguncha davom etadi.

Yorug'likni qaytaruvchi devor qobig'i elipsoida shaklida deb qabul qilsakda, unda nurlanadigan ikki jism elipsoidaning fokuslarida, ya'ni 1 va 2 nuqtalarda joylashtirilgan bo'lsin. Optikadagi nazariyalarga asosan 1 jismdan chiqarilgan elektromagnit nurlar 2 jismga borib tegadi, 2 jismdan chiqarilgan elektromagnit nurlar esa 1 jismga borib tegadi (14.1.1-rasm).

Keplerning 2-qonuniga asosan elipsoidaning bir fokus nuqtasida Quyosh tursin, elipsoida trayektoriyasi bo'yicha esa uning planetalaridan biri aylanadi deb qarasak, unda har qaysi planeta Quyosh markazi-dan o'tuvchi tekislikda elipsoida trayektoriyasini hosil qiladi. Planetaning aylanish radius vektori vaqt o'tishi bilan ma'lum bir sirt tekisligi yuzasini hosil qiladi, bu sirt yuzasi Kepler qonuni bo'yicha planetaning harakatlanish vaqtiga muttanosib bo'ladi.

Keplerning 2-qonuniga o'xshatma qilib har bir jismdan (elipsoidaning 1 va 2 fokuslaridagi nuqtalardan) nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlar bir-birlariga borib etgancha ketgan vaqtni bir xil deb qabul qilish mumkin bo'ladi.

Aniq bir xil temperaturada jismlar nurlanishining vaqt bo'yicha o'zgarmas holati nurlanishning termodinamik muvozanatda bo'lishini anglatadi. Bunday holatni termodinamik muvozanat holati yoki qora nurlanish deb aytishadi.

Ixtiyoriy bir xil vaqtda jismlar tomonidan nurlanayotgan energiya yutilayotgan energiyaga teng bo'lsa, fazoda jismlar o'rtasida nurlanish energiyasining zichligi berilgan temperaturada aniq bir qiymatga ega bo'ladi, bunday holatni ham termodinamik muvozanat holati deb aytish mumkin.

Yuqoridagi fikrlardan kelib chiqib: issiqlik muvozanatidagi jismlardan nurlanayotgan yoki yutilayotgan elektromagnit to'lqinlar

energiyasining oqimi jismlarning konkret bir xossasiga bog'liq bo'lmaydi.

Prevo qonuni: har bir jismning nurlanishi (nur yutishi) uning atrofidagi to'g'ri kelgan jismlarning temperaturalariga bog'liq bo'lmasdan, jismning xususiy temperaturasiga bog'liq bo'ladi, issiqroq jismlar soviy boshlaydi, chunki ular o'zining atrofidagi jismlardan energiya olayotganlariga nisbatan ko'proq energiya chiqaradilar, sovuqroq jismlar esa isiydi, chunki ular issiqlik energiyasi berayotgan jismlarga nisbatan ko'proq energiya oladilar.

Bunday issiqlik berish yoki chiqarish jarayonlari kovak ichidagi barcha jismlar bir xil haroratga erishgancha, ya'ni kovak ichida termodinamik muvozanat holat vujudga kelgancha davom etadi. Kovak ichidagi fazo har doim nurli energiyaga to'lgan bo'ladi. Demak, jismlar birlik vaqtda qancha energiya bersa yoki chiqarsa, ular shuncha energiya yutadi yoki chiqaradi, nurlanish zichligi esa ular orasidagi fazo orqali berilgan haroratga mos keluvchi biror muayyan kattalikka ega bo'ladi.

Shunday qilib, issiqlik ta'sirida jismlarning elektromagnit to'lqinlar nurlanishiga issiqlik nurlanishi deb aytish joyiz bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi tabiatda eng ko'p tarqalgan fizikaviy hodisalardandir, ular asosan jism atomlari yoki molekulalarining issiqlik harakati tufayli yuzaga keladigan, atom va molekulalarning ichki energiyasi hisobidan yuzaga keladigan hodisadir. Bunday hodisa barcha jismlarga (qattiq, suyuq va gaz) xos bo'lib, ularning haroratidan katta bo'lsagina shunday bo'ladi.

Jismlarning issiqlik nurlanishidan chiqargan elektromagnit to'lqinlarining chastotalari tutash spektrlar iborat bo'lib uning Maksimumi holati jism temperaturasiga bog'liq bo'ladi.

Jismlar yuqori temperturada qisqa elektromagnit to'lqinli: ko'zga ko'rinuvchi; ultrabinafsha, past haroratda uzun to'lqinli: infraqizil elektromagnit to'lqinlarni nurlaydi.

Issiqlikdan nurlanayotgan, to'lqin uzunligi λ va ω chastotasi bo'lgan elektromagnit to'lqinlarning miqdoriy fizik kattaligiga jismlar nurlanishidagi spektral zichligi deyiladi. Jismlarning nurlanish spektral zichligi elektromagnit to'lqin energiyasining taqsimotini xarakterlaydi.

$$dW_{\omega, \omega+d\omega}^{nurl} = R_{\omega} d\omega \quad \text{yoki} \quad dW_{\lambda, \lambda+d\lambda}^{nurl} = R_{\lambda} d\lambda. \quad (14.1.1)$$

Jismlarning muvozanatli nurlanishida spektral zichlik faqat to'liqin chastotasi yoki uning uzunligiga emas, balki jism temperatura-siga ham bog'liq bo'lgan universal funktsiya bo'ladi. Shuning uchun jismlarning nurlanishi spektral zichligini bundan keyin R_λ yoki R_ω bilan belgilamasdan $R_{\omega,T}$ yoki $R_{\lambda,T}$ bilan belgilash mumkin bo'ladi.

(14.1.1) formuladan kelib chiqib $R_{\omega,T}$ ni berilgan temperaturada jismning birlik yuzasidagi ma'lum bir chastotalar (to'liqinlar) intervalidagi elektromagnit nurlanish quvvati deb qarab uni quyidagi ifoda bilan aniqlash mumkin bo'ladi:

$$R_{\omega,T} = \frac{dW_{\omega,\omega+d\omega}^{nurl}}{d\omega}, \quad (14.1.2)$$

bu erda $R_{\omega,T}$ ning o'lchov birligi, $\frac{J}{(m^2 \cdot s)}$.

Elektromagnit nurlarning spektral zichligi uning to'liqin uzunligining funktsiyasi orqali ham ifodalanadi:

$$\omega = \frac{c}{\lambda}, d\omega = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda \text{ yoki } d\lambda = -\frac{\lambda^2}{c} d\omega \text{ bo'lganligi uchun,}$$

$$dW_{\omega,\omega+d\omega}^{nurl} = R_{\omega,T} \cdot d\omega = R_{\omega,T} \cdot \frac{\lambda^2}{c} d\omega. \quad (14.1.3)$$

Yuqoridagi ifodadagi minus ishorasining qo'yilishiga sabab, nurlanayotgan elektromagnit to'liqinlar chastotasining ortib borishi bilan to'liqin uzunlikning kamayishidir. Soddalashtirish uchun keyinchalik hisoblashlarda minus ishorasini qo'ymasa ham bo'ladi.

Demak, elektromagnit to'liqinlar nurlanayotgan jismlarning spektral zichligi quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$R_{\omega,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}. \quad (14.1.4)$$

Har bir uchastkadagi spektral zichligini $R_{\omega,T}$ bilgan holda nurlanishning integral spektral zichligini aniqlasa bo'ladi:

$$R_{\omega,T} = \int_0^\infty R_{\nu,T} d\nu. \quad (14.1.5)$$

Jismlar sirtiga elektromagnit nurlar tushganda ularning shu nurlarni yutish qobiliyati bilan ham xarakterlasa bo'ladi:

$$A_{\omega,T} = \frac{dW_{\omega,\omega+d\omega}^{\text{yutish}}}{dW_{\omega,\omega+d\omega}^{\text{nurl}}}, \quad (14.1.6)$$

(14.1.6) formula jismga tushayotgan elektromagnit to'lqinlar energiyasining qancha qismi jismning birlik vaqtda, birlik kesim yuzasi tomonidan yutilish qobiliyatini anglatadi. Yutish qobiliyatini ifodalovchi kattalik ham o'lchamsizdir.

Jismlarning elektromagnit to'lqinlar nurlanishning spektral zichligi

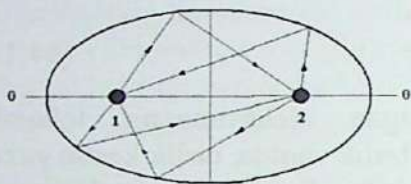
$$(R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}) \text{ va ularning yutish qobiliyat } (A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{yutish}}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{nurl}}})$$

jismlarning termodinamik tabiatiga (haroratiga) bog'liq bo'lgan fizik kattaliklar deb hisoblansada shular asosida jismlar elektromagnit to'lqinlarni nurlaganda yoki yutganda ular turli chastotalar (to'lqinlar) bilan nurlanadi yoki nurlarni yutishadi. Bu asosiy ikki fizik kattaliklar keltirilgan termodinamik temperaturaga T va chastotaga ω ta'luqli bo'ladi. Shuning uchun bu ikki fizik kattaliklarni, $R_{\omega,T}$ -nurlanishning spektral zichligi va $A_{\omega,T}$ -spektral yutish qobiliyati deb nomlashadi.

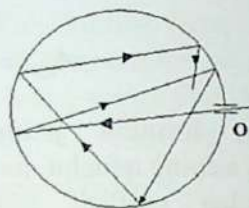
Ixtiyoriy temperaturada turli chastotali (to'lqinli) elektromagnit nurlarni to'liq yutish qobiliyatiga ega bo'lgan jism-larni "absolyut qora jism" deb qaraladi. Absolyut qora jism-larning turli chastotali va turli haroratli nurlanishlarni yutish qobiliyatini aynan birga teng ravishda qabul qilish mumkin bo'ladi, ya'ni $A \approx 1$.

Aytish joyizki, absolyut qora jism tabiatda mavjud emas, lekin ba'zi bir materiallar: qorakuya, platinali qora kuya, qora Baxmal va boshqalar, ma'lum bir chastota intervalida o'zlarining yutish qobiliyatlari bilan absolyut qora jismlarga yaqin bo'ladi.

Absolyut qora jismning ideal modelini quyidagicha tassavur qilish mumkin bo'ladi: uncha katta bo'lmagan tirqishli o, ichki qismi (devori) qoraytirilgan yopiq kovak berilgan bo'lsin (14.1.2-rasm), yopiq kovakning tirqishidan o kovak ichiga tushgan yorug'lik nuri qo'p marotoba qovak devorlaridan qaytib, bora-bora o'zining intensivligini yo'qotadi. Tajribalarning qo'rsatishicha kovak tirqishining o o'lchami (diametri) kovak o'lchamining (diametri) 0,1 qismiga teng bo'lganda kovak ichiga kirgan barcha chastotali elektromagnit nurlar kovakda to'liq yutiladi deb qaraladi.



14.1.1-rasm. Elipsoida shakldagi qaytaruvchi devorli qobiq.



14.1.2-rasm. Absolyut qora jismning ideal modeli

Kirxgof qonuni. Kirxgof, termodinamikaning ikkinchi qonuniga tayanib va izolya-tsiyalangan jismlar sistemasida muvozanatdagi nurlanish shartini tahlil qilgan holda, issiqlik nurlanishining spektral zichligi - $R_{\omega,T}$ va jismlarning spektral yutish qobiliyati - $A_{\omega,T}$ orasida miqdoriy bog'liqlik borligini aniqladi.

Kirxgof qonuni: *issiqlikdan nurlanishning spektral zichligi nurlanishning spektral yutish qobiliyatiga nisbati jismning tabiatiga bog'liq bo'lmasdan, u barcha jismlar uchun elektromagnit to'lqinlar chastotasi (to'lqin uzunligi) va jism haroratining universal funksiyasi bo'ladi.*

Issiqlik muvozanati holatidagi nurlanishda spektral zichlik $R_{\omega,T}$ nurlanish chastotasi ω (to'lqin uzunligi) va jism temperaturasining T universal funksiyasini $r(\omega,T)$ anglatadi. Issiqlik nurlanishi nazariyasining asosiy muammosi aynan bu funktsiyani topishga qaratilgan.

Yuqorida aytilganlarga asosan universal funktsiyaning matematik ifodasini quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$\frac{R_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = r_{\omega,T}. \quad (14.1.7)$$

Absolyut qora jismlar uchun $A \equiv 1$ bo'lganligidan quyidagi munosabatni keltirish mumkin bo'ladi:

$$\frac{R_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = \frac{R_{\omega,T}}{1} = r_{\omega,T}, \quad R_{\omega,T} = r_{\omega,T}. \quad (14.1.8)$$

Bundan kelib chiqadi: **Kirxgofning universal funktsiyasini absolyut qora jism uchun nurlanishning spektral zichligi deb qarash mumkin.**

Kirxgof qonuniga asosan bir xil chastota va bir xil temperaturalarda: spektrning ixtiyoriy qismida barcha jismlarning nurlanish spektral zichligi absolyut qora jism nurlanishi spektral zichligidan doimo kichik bo'lishi kelib chiqadi, ya'ni $A_{\omega,T} < 1$ bo'lganidek $R_{\omega,T} < r_{\omega,T}$ bo'ladi.

Kirxgof qonunidan quyidagi xulosa kelib chiqadi: agar jism biror bir chastotali elektromagnit to'lqinni yutmasa, unda bu jism shu elektromagnit to'lqinni nurlamaydi, ya'ni $A_{\omega,T} = 0$, $R_{\omega,T} = 0$, bo'ladi.

Kirxgof qonunini qo'llagan holda jism nurlanishining spektral zichligi ifodasiga quyidagicha matematik shakl berish mumkin bo'ladi:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\omega,T} d\omega \quad \text{bo'lganidek} \quad R_T = \int_0^{\infty} A_{\omega,T} r_{\omega,T} d\omega. \quad (14.1.9)$$

Kulrang jismlar uchun nurlanish spektral zichligining ifodasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$R_T^k = A_T \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega = A_T R_e, \quad (14.1.10)$$

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega, \quad (14.1.11)$$

bu erda R_e – absolyut qora jism nurlanishining spektral zichligi (faqat jism haroratiga bog'liq bo'ladi).

Kirxgof qonuni jismlarning nurlanish tabiatini aniqlashga kriteriya bo'lib xizmat qildi.

Stefan-Bolsman va Vin siljish qonuni.

Kirxgof qonunidan kelib chiqib, absolyut qora jismning nurlanish spektral zichligi $R_{\nu,T}$ Kirxgof universal funksiyasi bo'ladi ($R_{\nu,T} = r_{\nu,T}$), shuning uchun ham universal funktsiyaning elektromagnit to'lqin chastotasi va jism haroratiga yaqqol bog'liqligini topish issiqlik nurlanishi nazariyasining asosiy masalalaridan biri bo'lib qoldi.

Avstraliyalik fizik Y.Stefan 1879-yilda barcha dunyo olimlari tomonidan o'tkazilgan tajriba natijalarini tahlil qilgan holda va L.Bolsman 1884-yilda termodinamik usullarni qo'llagan holda Kirxgof universal funksiyasining elektromagnit to'lqin chastotasiga va jism temperaturaga bog'liqlik masalasini qisman yechib, jismlarning

nurlanish spektral zichligining $-R_{\nu,T}$ nurlanayotgan jism temperaturasi bog'liq ekanligini quyidagi ko'rinishdagi empirik formula bilan aniqlashni taklif etishadi:

$$R_e = \sigma T^4, \quad (14.1.12)$$

ya'ni, absolyut qora jismning nurlanishidagi spektral zichligi uning termodinamik temperaturasi to'rtinchi darajasiga muttanosib. Bunday munosabat σ -Stefan-Bolsman qonuni deb nomlandi. Bu ifodadagi Stefan-Bolsman doimiysi bo'lib uning tajribalar asosida aniqlangan qiymati $5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Bm}{M^2 K^4}$ ga teng.

Absolyut qora jismlar spektral tizimiga nisbatan nurlanish spektral zichligining (R_e) bir vaqtda jism temperaturasi (T) hamda elektromagnit to'lqin chastotasiga bog'liqligini Stefan-Bolsman qonuni javob berolmadi.

2. Reley formulasi. Plank formulasi. Optik pirometriya. Fotoelektrik effekt va uning turlari.

Rele-jins va Plank formulalari. Stefan-Bolsman va Vin qonunlarining xulosalaridan kelib chiqib, Kirxgof universal funksiyasini topish masalasida termodinamik usulni qo'llash aytilgan natijani bermas ekan. Kirxgof universal funksiyasi elektromagnit to'lqinlarning bir vaqtda chastotaga (to'lqin uzunlikga) va jism haroratiga bog'liqligini nazariy yo'l bilan yyechish angliyalik olimlar D.Rele va D.Jinsga to'g'ri qeldi. Ular issiqlik nurlanishi qonuniga statistik fizikaning "energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha bir xil taqsimoti" mumtoz qonunini qo'llagan holda masalaning echimini topishga muvassar bo'ldilar.

O'sha zamon olimlari o'tkazgan tajribalarining natijalarini tahlil qilgan holda absolyut qora jism nurlanishining energetik spektral zichligi formulasini Rele-Jins quyidagicha taklif etdilar:

$$r_{\omega,T} = \frac{2\pi\omega^2}{c^2} kT, \quad (14.2.1)$$

bu yerda k - Bolsman doimiysi.

XIX asr oxirlarida olimlar tomonidan o'tkazilgan tajribalar asosida kuzatilgan, jismlarning yuqori haroratlarda isitilishi va ularning qichik chastotali to'lqin uzunliklar intervalida nurlanishlari rele-jins

tomonlaridan nazariy yo'l bilan taklif etilgan (14.2.1) formuladan olingan natijalarga deyarli to'g'ri kelmadi, shu jumladan Stefan-Bolsman va Vin qonunlari ham.

Stefan-Bolsman, Vin va Rele-Jins qonunlari jismlarning issiqlik nurlanishi qonunlari bo'lganligi tufayli bir qonunni ifodalovchi formuladan ikkinchi qonunni ifodalovchi formula kelib chiqishi kerak edi, lekin bunday bo'lmadi. Masalan Stefan-Bolsman qonunini Rele-Jins qonunini ifodalovchi (14.2.1) formuladan aniqlab bo'lmadi.

Issiqlik muvozanat holatida nurlanishning spektral zichligi nurlanish chastotasi (to'lqin uzunligi) va jism temperaturasining universal funksiyasi muammosini mumtoz fizika nuqtai qarashlar orqali yechishga qaratilgan barcha harakatlar omadsiz bo'ldi. Jism nurlanishining - chiziqli garmonik ottsilyatorning oddiy misolida nurlanishning muvozanati masalasi "bema'ni" natijaga olib keldi. Issiqlik nurlanishi muammosining boshi berk ko'chaga kirib qoldi

Masalan, absolyut qora jismning yorqinligini topmoqchi bo'lsak, unda (14.1.11) ifodadagi $r_{\omega,T}$ ning o'rniga Rele-Djins formulasi (14.1.14) ni qo'yganimizda quyidagi ifoda yechimiga ega bo'lamiz:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega = \infty.$$

Integral ifoda yechimining cheksizlikka teng bo'lishi absurd tushuncha bo'lib qoladi. Ma'lumki Stefan-Bolsman qonuni bo'yicha esa jismlarning issiqlik nurlanishidagi spektral zichligi R_e termodinamik haroratning to'rtinchi darajasiga muttanosib, ya'ni $R_e = \sigma T^4$. Bunday absurd tushuncha "ultrabinafsha halokati" iborasi bilan nomlanadi.

Absolyut qora jismning nurlanish spektral zichligining jism temperaturasi va nurlanadigan elektromagnit to'lqin chastotasi bilan birgalikdagi bog'lanish formulasi 1900-yilda nemis fizigi M.Plank tomonidan nazariy isbotlandi.

Bu muammoni yechish uchun M.Plank mumtoz fizika tasavvurlariga mutlaqo zid bo'lgan o'zining *kvant gipotezasiga* asoslandi.

Plankning kvant gipotezasi: "Atomli otsilyator tomonidan chiqari-layotgan (yutilayotgan) elektromagnit to'lqinlar o'zining energiyasini uzluksiz emas balki, to'lqin chastotasiga muttanosib miqdorda bo'lgan alohida portsialab (diskret)-kvantlar bilan nurlaydi".

Plank taklifi bo'yicha elektromagnit to'lqinlar nurlanishi portsiyalar bilan chiqarilsa, unda otsilyator energiyasi aniq diskret miqdorlarni ε_n qabul qilishi mumkin, otsilyatordan nurlanayotgan to'lqin energiyasi elementar portsiyalar energiyalarining (faqat aniq diskret energiyasi $\varepsilon_o = h\nu_o = h\omega_o$) butun soniga karrali qiymatlarini qabul qilishi mumkin bo'ladi:

$$\varepsilon = n\varepsilon_o = nh\nu_o = nh\omega_o. (n = 0;1;2;....) \quad (14.2.2)$$

bu yerda h yoki h -kattaliklar M.Plank doimiysi. Plank doimiysi-otsilyator chiqaradigan elektromagnit to'lqinlar portsiya energiyasi ε_o bilan nurlanishning chiziqli chastota ν o'rtasidagi muttanosiblik koeffitsienti bo'lib hisoblanadi. Plank doimiysi h ning, 2π ga bo'linganini ko'rsatadi. Ularning sonli miqdorlari quyidagicha:

$$h = h/2\pi = (1,05449 \pm 0,00003) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} = 0,659 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s},$$

$$h = 2\pi h = (6,62559 \pm 0,00015) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} = 4,21 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$$

Plank doimiysi eksperimentlar asosida issiqlik nurlanishi qonuni, fotosamara qonuni, uzlukli rentgen spektrlarining qisqa to'lqin uzunlikli chegarasi qonuni va b.q. fizikaviy hodisalar asosida ham aniqlangan.

Plank doimiysi zaruriy universal konstanta, u kvant fizikasida nisbiylik nazariyasidagi yorug'lik tezligiga o'xshash fundamental rol o'ynaydi.

Plank doimiysining ochilishi, va u bilan bog'liq kvantlanish g'oyasi, yangi kvant nazariyasi tug'ilishini boshlab berdi. Fizikani fan sifatida ikki qismga, ya'ni mumtoz fizika va bevosita fundamental konstanta $\hbar$ bilan bog'liq bo'lgan kvant fizikasiga ajratish mumkin bo'ldi.

Issiqlik nurlanishida bir vaqtda elektromagnit to'lqinlar Chastotasi hamda jism temperaturasiga bog'liq bo'lgan nurlanishning energetik spektral zichligi uchun formulani mumtoz fizika tassavvurlariga mutlaqo zid bo'lgan faqatgina nurlanish energiyasining kvantlanishiga yo'l qo'yilsagina topish mumkin bo'lishini Plank isbot qildi.

Issiqlik nurlanishining kvant xarakterida ekanligi to'g'ri-sidagi tasavvurlarga va statistik usullarni qo'llagan holda M.Plank Kirxgofning universal funktsiyasini quyidagi formula ko'rinishida bo'lishini nazariy isbotladi:

$$r_{\omega,T} = \frac{2\pi\omega^2}{c^2} \frac{h\omega}{e^{kT} - 1}. \quad (14.2.3)$$

Turli temperaturada va dan gacha chastota intervalida absolyut qora jismlarning nurlanishi spektrlarida energiya taqsimoti tajribalar yo'li bilan olingan natijalar (14.2.3) formula bilan aniqlangan natijalarga mos keladi.

1900-yil 14-dekabrda nemis fizikasi jamiyati yig'ilishida M.Plank o'zining (14.2.3) formulasini nazariy isbotlab berdi. Shu kuni kvant fizikasining tug'ilgan kuni bo'lib hisoblandi.

Elektromagnit nurlanishning kichik chastotali intervallari uchun, ya'ni $h\nu \ll kT$ ($h\nu$ – kvant energiyasi kT – issiqlik harakati energiyasidan juda katta miqdorda kichik) bo'lganda M.Plank formulasi rele-Djins formulasining shakliga to'g'ri keldi. Buni isbot qilish uchun M.Plank formulasidagi eksponentsial funksiyasini qatorga yoyib ikkita hadi bilan cheklanib, tenglamaning o'ng tomoniga 1 ni qo'shib 1 ayrib quyidagi ifodaga ega bo'lish mumkin bo'ladi:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}, \quad \text{unda} \quad e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} - 1 = \frac{h\nu}{kT}. \quad (14.2.4)$$

(14.2.4) eksponentsial funksiyani (14.1.16) M.Plank formulasiga qo'yganda rele-Djins formulasi kelib chiqadi:

$$r_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT}} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (14.2.5)$$

Absolyut qora jismning yorqinligini ifodalovchi (14.1.8) formulaga M.Plankning (14.2.5) formulasini keltirib qo'yganda quyidagi ifodaga ega bo'lishadi:

$$R_e = \int_0^\infty r_{\nu, T} d\nu = \int_0^\infty \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu, \quad (14.2.6)$$

(14.2.6) ifodaga o'lchamsiz kattalikli o'zgaruvchilar kiritishadi: $x = \frac{h\nu}{kT}$; $dx = \frac{h}{kT} d\nu$, bundan $d\nu = \frac{kT}{h} dx$ munosabatni topib olamiz. Bunday munosabatlarni e'tiborga olgan holda M.Plank formulasi quyidagi ko'rinishda o'zgartiriladi:

$$R_e = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4, \quad (14.2.7)$$

(14.2.7) formuladan quyidagini belgilab olamiz: $\sigma = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3}$.

Bu integralning yechimi $\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$ ga teng. Bundan tashqari, (14.1.20)

formulaga k, c va h larning son qiymatlarini qo'yganimiz bilan yechim tajriba natijalari bilan to'g'ri keladigan Stefan-Bolsman doimiysi ni aniqlash mumkin bo'ladi.

Nurlanayotgan jismlarning spektral uchastkasidagi yorqinligi (14.1.6) ifoda $(R_{\nu,T} = R_\lambda \frac{\lambda^2}{c})$ va Kirxgof universal funktsiyasining M.Plank formulasi orqali ifodasidan foydalangan holda Vin siljish qonunini ham aniqlash mumkin bo'ladi:

$$r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T} = \frac{2\pi^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}, \quad (14.2.8)$$

bu yerdan

$$\frac{\partial r_{\lambda,T}}{\partial \lambda} = \frac{2\pi^2 h}{\lambda^6} \left(\frac{hc}{kT\lambda} e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 5 \right). \quad (14.2.9)$$

Birinchi tartibli hosilani nolga tenglashtirgan holda funksiya maksimumga ega bo'lgandagi λ_{max} qiymatini topish mumkin bo'ladi.

Unda, $x = \frac{hc}{kT\lambda_{max}}$ o'zgartirish kiritib quyidagi tenglamaga hosil bo'ladi:

$$xe^x = 5(e^x - 1) = 0. \quad (14.2.10)$$

Bunday transtendent tenglamani ketma-ket yaqinlashish usuli bilan olingan yechimi $x = 4,965$ topiladi. Xuddi shunday, $\frac{hc}{kT\lambda_{max}} = 4,965$ munosabat ham topiladi, bundan quyidagi ko'paytma aniqlanadi:

$$T\lambda_{max} = \frac{hc}{4,965 \cdot k} = b, \quad (14.2.11)$$

Oxirgi bu ifoda Vin siljish qonunining matematik ifodasi bo'ladi.

Universal doimiylar h, k va c larni bilgan holda Stefan-bol-Sman va Vin doimiyliklarni (σ va b) aniqlash mumkin. Ikkinchi tomondan σ va b larning tajribadan aniqlangan qiymatlarini bilgan holda h, k larning qiymatlarini hisoblash mumkin bo'ladi (xuddi shunday usul bilan M.Plank doimiysi qiymati birinchi marta topilgan edi).

Shunday qilib, M.Plank formulasi tajriba natijalari bilan mos kelishi bilan birga, u issiqlik nurlanishi qonunlarining barchasini o'z ichiga oladi. M.Plank formulasidan issiqlik nurlanishi qonunlaridagi doimiyliklarni ham hisoblab topish mumkin bo'ladi. Shunindek M.Plank formulasi Kirxgof tomonidan qo'yilgan issiqlik nurlanishi asosiy muammosining to'la yechimi bo'lib hisoblanadi. Aytish joyizki, faqatgina M.Plankning revolyusion kvant gipotezasi asosida jismlarning nurlanish qonunlari o'z echimini topdi.

Issiqlik nurlanishidan yuzaga kelgan elektromagnit to'lqinlar spektrlari modda atomlari faqatgina planetar model sifatida qaralgandagina uning tashqi qobiqlaridagi elektronlarining hara-kati tufayli sodir bo'ladi deb tassavvur qilsa bo'ladi.

Demak, jismlarning issiqlik nurlanishi sababini quyidagicha talqin qilsa bo'ladi: modda atomlardan tuzilgan, atomning markazida musbat zarralar tashkil topgan yadro va yadro atrofida har biri o'zining xususiy qobig'iga ega bo'lgan elektronlar harakat qiladi; jumladan qattiq jismlardagi atomlarning tashqi qobig'idagi elektronlar issiqlik ta'sirida harakatga keladi (atomlar tinch holatdan qo'zg'algan holatga o'tadi), natijada atomning ichki energiyasi ortadi va turli uzunlikdagi elektromagnit to'lqinlar nurlaydi (shu jumladan ko'zga ko'rinadigan nurlar ham).

Optik pirometriya. Yorug'lik manbalari.

Issiqlik nurlanish qonunlari, asosan jismlar qizdirilganda o'z-o'zidan yorug'lik chiqaradigan (yulduzlar) jismlarning temperaturalarini aniqlashda qo'llaniladi. Jismlar nurlanishi spektral zichligi-ning temperaturaga bog'liqligini qo'llagan holda jismning yuqori temperaturasini aniqlash usuliga optik pirometriya deyiladi.

Elektromagnit to'lqinlar spektrlarining optik intervalida issiqlik nurlanishi intensivligiga qarab isitilgan jism temperaturasini o'lchash uchun qaratilgan asboblari pirometrlar deb nomlanadi.

Issiqlik nurlanishi qonunlarining qaysi birini qo'llagan bilan jismlarning temperaturalarini aniqlashga bog'liq bo'lganlarni quyidagicha nomlash mumkin bo'ladi: radiasion, rangli va ravshanlik temperaturalarini.

"Radiasion" temperatura. Tekshirilayotgan jismning yorqinligi qayt qilinadi va Stefan-Bolsman qonuniga asosan uning radiasion temperaturasi hisoblanadi:

$$T_r = \sqrt[4]{R_r / \sigma}.$$

Bu temperatura absolyut qora jismning shunday temperaturasi, uning nurlanish spektral zichligi R_e tekshirilayotgan jism nurlanish spektral zichligiga R_r teng bo'lsin.

Jismning radiasion temperaturasi T_r doimo uning haqiqiy temperaturasidan T kichik bo'ladi. Buni isbot qilish uchun faraz qilamiz, tekshirilayotgan jism kulrang bo'lsin. Unda, (14.1.12) va (14.1.20) formulalarni qo'llagan holda quyidagi ifodani yozish mumkin bo'ladi:

$$R^K_T = A_T R_e = A_T \sigma T^4.$$

Ikkinchidan,

$$R^K_T = \sigma T_r^4.$$

Bu ifodalarni bir-biriga taqqoslash bilan quyidagi munosabatni hosil qilish mumkin bo'ladi:

$$T_r = \sqrt[4]{A_T T}.$$

Agar $A_T < 1$ bo'lsa, unda $T_r < T$ bo'ladi, ya'ni jismning haqiqiy temperaturasi radiasion temperaturasidan doimo katta bo'ladi.

"Rangli" temperatura. Kulrang jismlar uchun nurlanishning spektral zichligi:

$$R_{\lambda,T} = A_T r_{\lambda,T},$$

bu yerda $A_T = \text{const} < 1$. Xuddi shunday kulrang jism nurlanishining spektral chiziqlarida energetik taqsimlanish o'shanday temperaturada absolyut qora jism nurlanishida spektral chiziqlar energetik taqsimlanishicha bo'ladi. Shuning uchun kulrang jismlar uchun Vin qonuni (14.2.13) formulasini qo'llash mumkin bo'ladi, ya'ni tekshirilayotgan jismning nurlanish spektral zichligining $R_{\lambda,T}$ maksimumiga to'g'ri keladigan to'lqin uzunligini λ_{max} ni bilgan holda, uning temperaturasi aniqlanadi:

$$T_{\text{rang}} = \frac{b}{\lambda_{\text{max}}}.$$

Bu temperatura "rangli" temperatura deb nomlanadi. Kulrang jismlar uchun rangli temperatura haqiqiy temperaturasi bilan to'g'ri keladi. Bunday usul bilan Quyosh ($T \approx 6500 \text{ K}$) va yulduzlar sirtlaridagi temperaturalar aniqlangan.

"Ravshanlik" temperaturasi. Ravshanlanlik temperaturasi T_{ravsh} – absolyut qora jismning aniq to'liq uzunligida nurlanish spektral zichligi tekshirilayotgan jism nurlanish spektral zichligiga teng bo'lgandagi temperaturaga aytiladi, ya'ni

$$r_{\lambda,T_{ravsh}} = R_{\lambda,T}, \quad (14.2.12)$$

bu yerda T – jismning haqiqiy temperaturasi. Nurlanishda tekshirilayotgan jismda λ to'liq uzunligi bo'yicha Kirxgof qonuni (14.2.9) bo'yicha quyidagicha edi:

$$\frac{R_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = r_{\lambda,T},$$

yoki, (2.8) ifodani e'tiborga olgan holda quyidagimunosobatga ega bo'lishadi:

$$A_{\lambda,T} = \frac{r_{\lambda,T_{ravsh}}}{r_{\lambda,T}}. \quad (14.2.13)$$

Qora bo'lmagan jismlar uchun $A < 1$ bo'lsa, unda $r_{\lambda,T_{ravsh}} < r_{\lambda,T}$ bo'ladi, xuddi shunday $T_{ravsh} < T$, ya'ni jismning haqiqiy temperaturasi ravshanlik temperaturasidan doimo katta bo'ladi.

Odatda "Ravshan" pirometr sifatida unda metallardan tayyorlangan ipi cho'g'lanib ekranda uning saviri (ekranlashtirilgan panjarasi) ko'rinmasdan qoladigan pirometr ishlatiladi, pirometrning cho'g'lanadigan metall ipi shunday tanlab olinadiki, unda nurlanishning (14.2.12) sharti $r_{\lambda,T_{ravsh}} = R_{\lambda,T}$ bajarilsin. Bunday shart bajarilganda pirometr ipining tasvirini cho'g'lanayotgan jism sirti fonida ajratib bo'lmasin, ip xuddi bir ko'zdan "yo'qoladi" ganday bo'ladi. Absolyut qora jismga nisbatan milliampermetrning darajalanshidan foydalanilgan holda ravshanlangan temperaturani aniqlash mumkin bo'ladi.

Iссиqlik nurlanishida yuzaga kelgan elektromagnit to'liq uzunligida jismning nurlarni yutishga qodirligini $A_{\lambda,T}$ ni bilgan holda, "ravshanlangan" temperaturasi qara haqiqiy temperaturasini aniqlash mumkin bo'ladi. Unda M.Plankning (14.2.16) formulani quyidagi shaklda ifodalash mumkin bo'ladi:

$$r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} R_{\lambda,T} = \frac{2\pi^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}. \quad (14.2.13)$$

(14.2.13) ni e'tiborga olgan holda (14.1.26) formula quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$A_{\lambda,T} = \frac{\frac{hc}{\lambda T} (e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1)}{\frac{hc}{\lambda T_{\text{max}}} (e^{\frac{hc}{\lambda T_{\text{max}}}} - 1)},$$

ya'ni, jismlar elektromagnit to'lqinlarni yutishga qoldiriligi $A_{\lambda,T}$ aniq bo'lganda tekshirilayotgan jismning temperaturasini aniqlash mumkin bo'ladi.

3. Tashqi fotoeffekt qonunlari. Tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi. Fotoeffektning qo'llanilishi.

Fotosamara. Fotosamarani kashf etilishi, eksperimental dalillar.

Elektroskopning metall shari ultrabinafsha nur bilan yoritilib uning razryadlanishi va zaryadlanishiga qarab xulosalar chiqarish bilan fotosamara hodisasini tassavvur etish mumkin bo'ldi (14.3.1-rasm).

Elektroskopning manfiy zaryadlangan metall shari ultrabinafsha nur dastasi bilan yoritganda elektroskopning razryalanishi yuz beradi (14.3.1-rasm, b), elektroskopning musbat zaryadlangan metall shari ultrabinafsha nur dastasi bilan yoritganda esa elektroskopning razryadlanishi yuz bermaydi.

Xulosa, elektroskopning manfiy zaryadlangan metall shariga ultrabinafsha nuri tushganda uni o'rab turgan tashqi fazoga shar sirtidan elektronlar (manfiy zaryadlar) chiqariladi, elektroskop razryadlanadi.

Bunday hodisaning, ultrabinafsha nuri tushgan elektroskop metall shari sirtidan elektronlarning tashqi fazoga chiqarish hodisasining miqdoriy xarakteristikasini o'rganish uchun 14.3.1-rasmda sxematik tasviri keltirilgan qurilma ishlatilgan.

Yuqori vakuum hosil qilingan shisha idishda metaldan tayyorlangan tekis sirtli katod (K) va antikatod (anod) (An) o'rnatilgan bo'lsin, ular o'rtasida elektr potentsiometr (R) bilan boshqariladigan va voltmeter (V) bilan o'lchanadigan elektr potentsiallar farqi hosil qilinadi. Katod va anod o'rtasida o'tadigan tok kuchini o'lchash uchun ampermetr (A) o'rnatilgan (14.3.2-rasm).

Agar katod nurlantirilmasa unda katod bilan anod o'rtasida elektr toki hosil bo'lmaydi. *Agar katod ultrabinafsha nur dastasi bilan yoritilsa, unda katod bilan anod o'rtasida elektr toki yuzaga kelishni*

ampermetr ko'rsatadi, bunday elektr toki foto-tok deb nomlanadi.

Fototok kuchining miqdori potentsiallar farqiga, ultrabinafsha nur oqimining intensivligiga, nurning chastotasiga va katod materialiga bog'liq bo'ladi. Bundan kelib chiqadiki, elektr tokining paydo bo'lishi ultrabinafsha nur bilan katod sirtining yoritilishi natijasida uning sirtidan manfiy zaryadlarning ajralib chiqishi yuzaga keladi (1890 yilgacha bunday manfiy zaryadning tabiati aniq emas edi).

P.Lenard bunday hodisaning natijalaridan kelib chiqib shunday xulosa qiladi.

Katod sirtiga tushgan ultrabinafsha nurlar katod materialidan manfiy zaryadlarni urib chiqaradi, bunday hodisa oddiy qilib aytganda fotosamara deb nomlandi.

Fotosamara hodisasini eksperimental miqdoriy tadqiqot qiladigan qurilmadan (14.3.1-rasm) olingan natijalar asosida quyidagicha xulosalar qilingan:

- katod sirtiga tushayotgan ultrabinafsha nur energiyasining oqimi zichligi doimiy ($S = const$) bo'lganda ham yorug'lik nurining chastotasi ($\omega_{chegara}$) etarlicha bo'lmaganda fototok yuzaga kelmaydi;

- agar $S = const$ va yorug'lik chastotasi etarlicha $\omega = const$ bo'lganda $I(U)$ bog'lanish 14.3.2-rasmda egriliklar ko'rinishda tasvirlangan bo'ladi;

- potentsiallar farqining musbat qiymatida fotoelektronlarning katoddan anodga qarab yurishi tezlashtiriladi, potentsiallar farqining manfiy qiymatida esa anod sirtidagi mavjud bo'lgan elektronlarning katodga qarab yurishi hosil qilinishi mumkin;

- potentsiallar farqi nol bo'lganda ham katoddan anodga qarab bir muncha elektronlar oqimi yuzaga keladi (anod bilan katod o'rtasida potentsiallar farqi bo'lmaganda ham ultrabinafsha nur ta'sirida katoddan urib chiqarilgan fotoelektronlar katod sirtini qandaydir tezlik bilan tark etib shu tufayli anodga borib yetadilar), potentsiallar farqi nol bo'lganda anodga keladigan elektronlarni to'xtatish yoki yuzaga kelgan fototokni yo'qotish uchun elektr tizimiga U_0 tormozlanish potentsialini qo'yishga to'g'ri keladi;

- potentsiallar farqini oshirish bilan fototok to'yinish tokigacha $I_{to'yinish}$ ortadi. Egriliklar tuzilishidan ma'lumki to'yinish toki yorug'lik oqimi zichligining $I(S)$ o'suvchi funktsiyasi bo'ladi. Fototok kuchi yorug'lik chastotasiga funktsional bog'liq bo'ladi $I(\omega)$. Tormozlanish

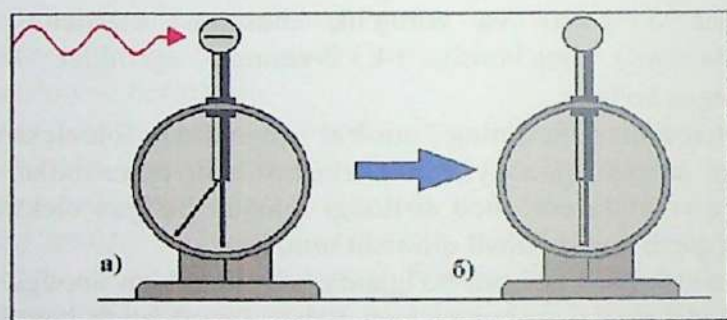
potentsiali yorug'lik nuri oqimi energiyasi zichligiga (S) bog'liq bo'lmaydi, tormozlanish potentsiali yorug'lik nuri chastotasiga (ω) bog'liq bo'ladi $U_o(\omega)$, bu bog'lanish o'sivchi chiziq qo'rinishida bo'ladi.

Tajriba natijalari asosida xulosa qilindi: birlik vaqtda katod sirtidan urib chiqariladigan elektronlar soni yorug'lik oqimi zichligiga muttanosib.

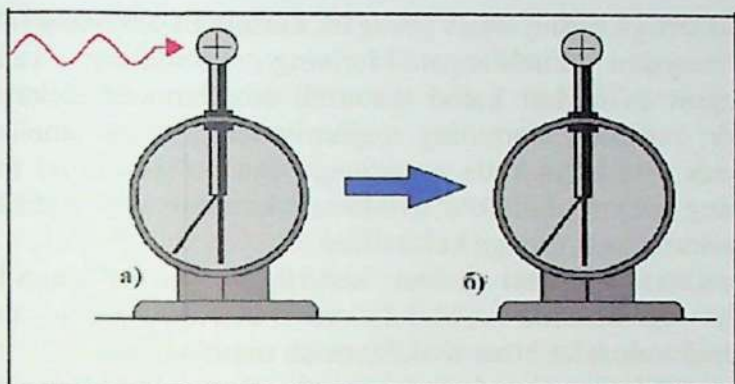
Tormozlanish potentsiali U_o ta'sirida katod sirtini v_{max} tezlik bilan tark etgan fotoelektronlar anod sirtiga kelgancha o'zlarining kinetik energiyalarining bir qismini yo'qotadilar. Bunga sabab fotoelektronga ta'sir etadigan tormozlanish potentsialining energiyasi elektronning kinetik energiyasi bilan energiyaning saqlanish qonuniga asosan quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$qU_o = \frac{1}{2} m_e v_{max}^2 \quad (14.3.1)$$

bu yerda m_e – elektron massasi, q – elektron zaryadi. Ta'kidlash mumkinki $q = -e$ va tormozlanish potentsiali U_o manfiy, uning q bilan ko'paytmasi qU_o musbat qiymatga ega bo'ladi.



Ultrabinafsha nur bilan yoritilgan manfiy zaryadlangan metall shar zaryadsizlanadi.

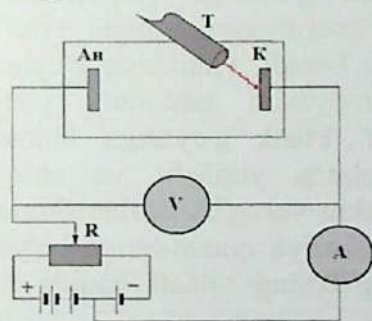


Ultrabinafsha nur bilan yoritilgan musbat zaryadlangan metall shar o'zining zaryadini saq

14.3.1-rasm. Elektroskopda fotosamara hodisasini kuzatadish.

Tormozlanish potentsiali U_0 elektr tizimda (14.3.1-rasm) mavjud bo'lgan potentsiallar farqini o'lchaydigan voltmetrning ko'rsatgichi bilan to'g'ri kelmaydi, anod va katod materiallari o'rtasidagi potentsiallar farqi bo'yicha konkret ko'rsatgich bilan farq qiladi. Bunday holatni miqdoriy tahlil qilishda albatta inobatga olishga to'g'ri keladi.

Katodni yorug'lik nuri oqimi bilan nurlanishdan boshlab undan fotoelektronlarning ajralish oraliq vaqti 10^{-9} s bo'lishi tajribalar natijalariga asosan aniqlangan.



14.3.2-rasm. Fotosamara hodisasini eksperimental miqdoriy tadqiqot qiladigan qurilma sxemasi.

Fotosamara hodisasining yuzaga kelish fizikaviy jarayonini quyidagicha tasavvur qilish mumkin bo'ladi:

-katod sirtiga tushayotgan yorug'lik nurining ko'ndalang (elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining ko'ndalang vektorlari) elektromagnit to'lqinlari katod materiali atomlarining elektronlariga ta'sir etadi, natijada ularning majburiy tebranishlar amplitudasini kuchaytiradi. Etarlicha katta energiyaga ega bo'lgan katod materiali atomlarining elektronlari (o'z o'rinlarini) katodni tark etadilar, ya'ni tashqi fotosamara-ni yuzaga keltiradilar.

Fotosamara hodisasi uchun keltirilgan tajriba natija-larining bog'lanish egriliklarini (14.3.1 va 14.3.2-rasmlar) quyidagi mazmundagi xulosalar bilan shakllantirish mumkin bo'ladi.

1. Yorug'likning shunday chegaraviy chastotasi (ω_{vez}) mavjudki, katod materiali uchun ta'luqli chastotadan kichik chastotada yorug'lik nuri oqimi energiyasi zichligiga va katodni yorug'lik bilan nurlash davomiyligiga bog'liq bo'lmagan holda fotosamara hodisasi yuzaga kelmaydi.

2. Elektronlar energiyasi 0 dan $\frac{1}{2}m_e v_{\text{max}}^2$ energiyagacha bo'lganda katodni fotoelektron tark etadi, ular yorug'lik oqimi energiyasi zichligi va yorug'lik chastotasiga chiziqli bog'liq bo'lmaydi.

3. Qayt qilingan yorug'lik chastotalari birlik vaqtda katoddan urib chiqarilgan elektronlar soni, yorug'lik oqimi energiyasi zichligiga to'g'ri muttanosib.

Plankning kvant g'oyasiga (gipotezasi) binoan jismlarning yorug'lik nurlanish energiyasini yutishi yoki chiqarishi jarayonlari uzlukli ravishda yuz beradi. Plankning g'oyasi yorug'likning klassik elektrodinamik nazariyasini tamomila yangi asosga ko'chirish zarurligini ko'rsatdi. Plank g'oyasiga binoan yorug'lik nurlanish energiyasining jismlarda yutilishi va chiqarilishi yangi asosda tushuntirilsa ham, lekin yorug'lik nurlanishining tarqalish jarayonlari hali ham mumtoz nazariya qonun-lariga bo'ysunganicha qolgan edi. Plank g'oyasi yorug'likning tabiati haqida hech qanday ma'lumot bermadi.

1905 yili A. Eynshteyn o'zining uchta ishini e'lon qildi: bular-dan biri tashki fotosamaraga oid edi. Bu ishida Eynshteyn Plankning yorug'lik kvantlari nurlanishi g'oyasini yanada olg'a surib, kvant xususiyati aynan yorug'likka tegishli xususiyatdir, deb hisoblashni taklif etdi.

Eynshteynning yorug'lik kvantlari haqidagi g'oyasiga binoan yorug'lik $h\nu$ energiyaga ega va u yorug'lik tezligida harakat qiluvchi kvantlardan—fotonlardan iboratdir hamda yorug'lik fotonlar tarzida nurlanadi, tarqaladi, yutiladi, ya'ni yorug'lik fotonlar ko'rinishida mavjuddir deb hisobladi.

Fotonlar g'oyasi-Plankning inqilobiy kvantlar g'oyasi mahsuli edi. U kvantlar muammosini yorug'likning portsiyalardan, ulushlardan iboratligini bevosita isbotlash bilan yechishni talab qilar edi.

XX asr boshlarida yorug'likning klassik to'liq nazariyasi asosi-da tushuntirib bo'lmagan bir qator tajribalar mavjud edi. Fotonlar g'oyasining to'g'riligi shu tajribalarni tushuntirish bilan isbotlandi.

Buning uchun Eynshteyn korpuskulyar xususiyatni xarakterlovchi mexanik energiyaga to'g'ridan-to'g'ri yorug'lik energiyasi aylanishini amalga oshiradigan fotosamara tajribalarining natijalarini isbotladi.

Fotosamara hodisasi bu, yorug'lik ta'sirida qattiq jismlar sirtidan elektronlarning ajralib chiqish hodisasi, bu hodisa birinchi bo'lib 1887 yili g. Gers tomonidan kuzatilgan. Fotosamara hodisasi bo'yicha miqdoriy tekshirishlar V.Galvaks, A. G.Stoletov va P.Lenard tomonlaridan amalga oshirilgan. A. G. Stoletov o'zining tajribasini 14.3.2-rasmda sxematik ko'rinishda keltirilgan qurilma yordamida amalga oshirgan.

Fotosamara hodisasini tushuntirish uchun 1905-yilda A.Eynshteyn quyidagi holatni tassavvur etib bildi: yorug'lik energiyasining oqimi uzluksiz bo'lmasdan, yorug'lik energiyasining diskret portsiyalari oqimidan iborat bo'ladi, bu portsiyalar kvantlar yoki fotonlar bo'ladi.

Chastotasi ω bo'lgan yorug'likka tegishli foton energiyasi, quyidagicha:

$$E = h\omega, \quad (14.3.2)$$

bu yerda $h = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ D} \cdot \text{s}$.

Foton energiyasi yetarlicha bo'lganda, u metall katodning atomi elektroni bilan to'qnashadi va o'zining barcha energiyasini unga beradi. Energiya etarlicha bo'lganda elektron atomi tomonidan uni saqlovchi kuchni yengib atomni tark etadi. Tabiiykim, bunday jarayonda energiya saqlanish qonuni saqlanadi va quyidagi ifoda ko'rinishida bo'ladi:

$$h\omega = A + \frac{1}{2} m_0 v_{\text{max}}^2, \quad (14.3.3)$$

bu yerda $\frac{1}{2}m_0v_{\text{max}}^2$ - metall hajmida elektronni saqlovchi kuchni yengandan keyingi elektronning bevosita maksimal kinetik energiyasi; A - elektronning chiqish ishi (metall hajmida elektronni saqlovchi kuchni yengish uchun elektronning bajargan ishi). Ifoda (14.2.3) *A. Eynshteynning fotosamara uchun tenglamasi deb aytiladi.*

Ichki fotosamara. Yorug'lik fotoni o'zining energiyasini katod metalli atomlaridagi elektronlarga (elektron gaziga) beradi, ya'ni, metall atomlari tarkibidagi erkin elektronlarga beradi, etarlicha energiyani qabul qilgan bu erkin elektronlar atomni tark etadi. Natijada katod metalli ichida elektronlar erkin holga o'tadi va elektr toki hosil qilish qobiliyatiga ega bo'ladi. Bunday hodisa ichki *fotosamara* deb nomlanadi.

Tashqi fotosamara: yorug'lik (elektromagnit nurlanishlar) ta'sirida moddalardan elektronlarning nurlanishi (chiqishi) hodisasiga aytiladi.

Vintelli fotosamara: ikkita turli yarim o'tkazgichlar, yoki yarim o'tkazgich va metall kontaktlarini yorug'lik nuri bilan yoritish natijasida ularda elektr yurituvchi kuchning paydo bo'lish hodisasi.

Yadroviy fotosamara. Atom yadrosi qisqa to'lqin uzunlikdagi rentgen nurlari yoki γ -nurlarini yutganda yadrodan nuklonlar (proton yoki neytron) chiqarsa bunday hodisani yadroviy fotosamara deb nomlashadi.

Fotosamaraning qo'llanilishi.

Foto samara hodisasi bu yorug'likni elektr zaryadlari oqimiga aylantiradigan hisoblanadi, shu sababli tasvir elektr signallariga aylantirilib ma'lum bir masofaga uzatiladi. Bunday jaranlar televideniyada qo'llaniladi.

Fotoelektrik samara mexanizmlarni yurgizib yuborish va ularni o'chirish, ko'cha yoritgichlarini va boshqalarni nazorat qilish mumkin bo'lgan asboblarning fotoelementlarini yaratishda ham ishlatiladi. Masalan, baxtsiz hodisalar oldini olish uchun fotoelementlar metro turniketlarida ishlatiladi va ishlab chiqarishda esa, ishchi qo'li xavfli zonada bo'lganda, fotoelementga tushadigan yorug'lik nurini to'sib qo'yadi, natijada mashina yoki boshqa mexanizm to'xtaydi. Bundan tashqari fotosamara aborotlarni, ayniqsa tasvirlar, tovush va disklarni qayt qilishda ishlatiladi.

Fotoelementlar yordamida yorug'lik energiyasi elektr energiyasiga aylantiriladi, ularni elektr energiya hosil qilish uchun ham quyosh batareyalarida qo'llaniladi.

Fotoelementlar tashqi fotosamara ta'siriga asoslangan.

Fotoelementlar elektr energiya manbai sifatida ishlatilmasa ham, lekin, turli avtomatika tizimlarida yorug'lik oqimi yordamida elektr zanjirlarini boshqarish uchun ishlatiladi.

Fotoelektrik rele, yorug'lik oqimining fotoelementga tushishiga to'siq bo'lishiga sabab bo'laigan tizim.

Fotoelementlar yordamida tovushlarni kinoplenkada yozish ham amalga oshiriladi.

Hafo navigasiyasida, harbiy ishlarda fotoelementlarning infraqizil nurlarga sezgirligi keng qo'llanilmoqda. Ular fotoelektron kuchaytirgichlarda, fotoelektron konvertorlarida (infraqiz nurlanishlarda buyumlarning tasvirlarini hosil qiladi). Fotoelementlarning f.i.k. quyosh nurlari uchun 15% ni tashkil qiladi.

Fotoqarshilik ichki fotosamara hodisasiga asoslangan. Eng sodda foto qarshilik: izolyator plastinka sirtiga yarimo'tkazgich qatlami purkalgan. Unga yorug'lik tushganda fotoo'tkazuvchanlik paydo bo'ladi va fotoqarshik zanjiriga tok yuzaga keladi.

Tibbiyotda qo'llaniladigan asboblarning ishlash printsipi foto samaraga asoslangan elektrovakuumli yoki yarim o'tkazgichli bo'lib fotoelementlar deb nomlanadi: tok kuchining yorug'lik oqimiga bog'liqligini ifodalaydigan fotoelementning asosiy parametri, uning sezgirligi hisoblanadi, $100 \frac{mkm}{Lm}$.

4. Fotonning energiyasi, massasi va impulsi. Kompton effekti va uning elementar nazariyasi.

Foton impulsi. Chastotasi bo'lgan yorug'lik nuri oqimi jismning sirtiga Perpendikulyar tushayotgan bo'lsin va jism tomonidan yutilsin. Elektrodinamika kursiga asosan, jismning sirtiga yorug'lik tomonidan beriladigan *yorug'lik bosimi bu elektromagnit nurlar energiyasining hajmiy zichligiga teng* bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Har qanday foton energiyaga ega, fotonlarning kontsentratsiyasi $\frac{w}{h\omega}$, w – yorug'lik energiyasining hajmiy zichligi. Fotonlar jism

sirtiga qarab normal chiziq bo'ylab tezlik bilan harakatlanganda, birlik vaqtda birlik yuzaga tushayotgan fotonlar soni $\frac{pcw}{h\omega}$ teng bo'ladi.

Jism tomonidan foton yutilsa foton kvantlari jismga impuls beriladi, boshqacha qilib aytganda jism sirtiga bosim yuzaga keladi.

Yuqoridagi fikrlardan quyidagi xulosalar kelib chiqadi:

-birinchidan, jism sirtiga normal chiziq bo'yicha tushayotgan fotonning bergan bosimi birlik vaqtda birlik yuza tomonidan yutilgan fotonlar impulslarining yig'indisiga teng. Yig'indi impuls quyidagi ifodaga teng, hamda foton bosimi energiyasining hajmiy zichligiga teng bo'ladi:

$$\frac{pcw}{h\omega} = w,$$

bundan quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$p = \frac{h\omega}{c} = \hbar k,$$

buyurda $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to'lqin soni, $\lambda = cT = \frac{2\pi}{\omega}$ - yorulik to'lqin uzunligi, $T = \frac{2\pi}{\omega}$ - elektromagnit to'lqinning tebranish davri.

-ikkinchidan, ma'lumki foton energiyasi $E = h\omega = mc^2$, impulsi $p = mc = \frac{h\omega}{c}$ teng, bundan kelib chiqadiki, foton tinchlikda bo'lishi mumkin emas, uning bo'lishi uchun yorug'lik tezligiga teng yoki unga yaqin tezlik bilan harakatlanishi zarur.

Maksvel nazariyasiga asosan, jism sirtiga tushayotgan har qanday elektromagnit to'lqin shu jismga bosim beradi. Elektromagnit to'lqinlarning jism sirtiga beradigan bosimini quyidagicha izohlash mumkin:

-metalldan tayyorlangan katod sirtiga elektromagnit to'lqinlar perpendikulyar tushganda uning to'lqini elektr $\vec{E}$ va $\vec{H}$ magnit maydon kuchlanganliklarining vektorlari metall sirti buylab yo'nalgan bo'ladi, to'lqinning elektr maydoni ta'sirida katod sirtida yaqin joylashgan atomlarining elektronlari elektr maydoniga teskari yo'nalishda harakatga kela boshlaydi, shu vaqtning o'zida elektromagnit to'lqinining magnit maydoni tomonidan harakatlanayotgan atomning elektroniga Lorents kuchi (F_L) ta'sir qiladi;

-Lorents kuchi yo'nalishi katod sirtiga perpendikulyar ravishda uning ichiga qarab yo'nalgan bo'ladi, yoritilayotgan katod sirtining

birlik yuzasiga ta'sir etadigan Lorents kuchlarining sirdagi yigindisi yorug'lik bosimini harakterlaydi;

-Maksvellning elektrodinamika nazariyasi asosida o'tkazilgan hisoblashlar natijasida yorug'lik bosimi uchun quyidagi ifoda o'rinni bo'ladi:

$$P = w(1 + \rho),$$

bu yerda w - sirtga tushayotgan elektromagnit to'lqinlar dastasi energiyasining hajmiy zichligi; ρ - katod sirtining yorug'lik qaytarish koeffitsienti;

Yorug'lik bosimini aniqlashga doir tajriba qurilmasi quyidagicha tuzilgan 14.4.1-rasmda sxematik tasvirlangan.

Osongina buriladigan ikkita parrak qanotlari mavjud bo'lib, ulardan biri qoraytirilgan (I), ikkinchisi esa yaltiroq (II) qilib yasalgan. Bu parrak qanotlarini navbatma-navbat yorug'lik bilan yoritish natijasida hosil bo'ladigan parrakning burilishlari taqqoslanadi. Parrak o'qiga yopishtirilgan kichkina ko'zgudan (K) qaytuvchi yorug'lik nurining og'ishiga qarab parrakning buriladiganlik darajasi aniqlanadi. Tajriba natijalariga asosan yorug'likning yaltiroq parrakli qanotiga beradigan bosimi (P_{yt}) qora parrakli qanotiga beradigan bosimidan P_q ikki marta katta bo'lib chiqadi. Bunday natija Maksvellning nazariy xulosasiga mos keldi:

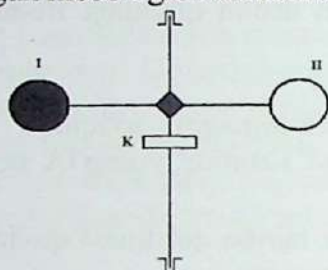
-ideal yaltiroq sirtli parrak uchun sirt qaytarish koeffitsienti $\rho = 1$ teng deb qabul qilingan, unda elektromagnit to'lqinlar bosimi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$P_{yt} = w(1 + \rho) = 2w;$$

-elektromagnit to'lqinlarni to'la yutuvchi qoraytirilgan parrak sirti uchun qaytarish koeffitsienti $\rho = 0$ teng deb qabul qilingan, unda bu sirtga beriladigan yorug'lik bosimi ifodasi $P_q = w(1 - \rho) = w$ teng bo'ladi.

Shunday qilib, jism sirtiga perpendikulyar tushayotgan elektromagnit to'lqinlarining, bir-biriga perpendikulyar elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining vektorlari jism sirtiga tushadi, jism materiali atomlaridagi erkin elektronlar elektr maydoni ta'sirida harakatlanib magnit maydoni ta'sirida Lorents kuchiga ega bo'ladi. Lorents kuchi yo'nalishi jism sirtiga tushayotgan yorug'lik ftoni harakat yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lib ftonning jism sirtiga bosimini yuzaga keltiradi.

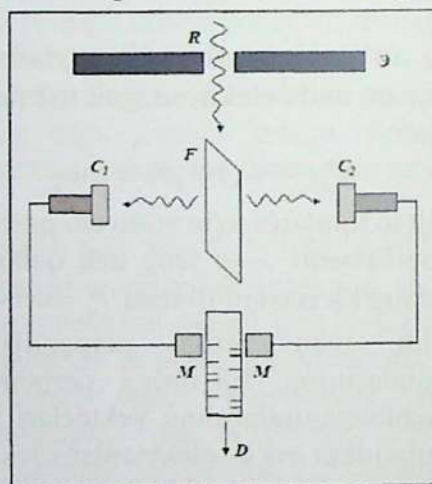
Bote tajribasi. Fotonlarning mavjudligi bevosita B. Bote tajribasida tasdiqlan-Di. Yupqa metall folga F ikki C_1 va C_2 simmetrik o'rnatilgan hisoblagich o'rtasida joylashtirildi.



14.4.1-rasm. Yorug'lik bosimini kuzatadigan qurilma sxemasi

Folga rentgen nurlarining zaif nurlari bilan yoritilgan R, uning ta'siri ostida folganing o'zi rentgen nurlarining ikkilamchi manbaiga aylandi (bu hodisa rentgen lyuminessentsiyasi deb ataladi). Birlamchi rentgen nurning past intensivligi tufayli folga chiqaradigan ikkilamchi nurlarining kvantlar soni juda oz miqdorda bo'ladi.

Hisoblagichlarning har biriga ikkilamchi rentgen nurlarining kirib borishi darhol ularni tetiklashga (qayd qilishga) olib keladi (10^{-3} s kam vaqt ichida) va maxsus mexanizmni faollashtiradi, bunday qo'zg'alishlar doimiy harakt qilib turuvchi D lentaga belgi qo'yadi.



14.4.2-rasm. Bote tajribasining sxemasi.

Agar nurlanish energiyasi to'liq tasvirlaridan kelib chiqqan holda barcha yo'nalishlarda teng ravishda taqsimlangan bo'lsa, ikkala

hisoblagich ham C_1 va C_2 bir vaqtning o'zida qo'zg'atilishi kerak edi va Lentadagi belgilar simmetrik ravishda bir-biriga to'g'ri tushar edi.

Aslida, Lentadagi belgilarning mutlaqo tartibsiz joylashuvi kuzatiladi. Buni faqat yorug'lik kvantlari folga F dan alohida nurlanish harakatlarida chiqib u yoki bu yo'nalishda uchishi bilan izohlash mumkin bo'ladi.

Shunday qilib, maxsus yorug'lik zarralari energiya va impulsli fotonlarning mavjudligi eksperimental ravishda isbotlandi.

Kompton samara. Kompton tajribasi.

1922-1923 yillarda amerikalik fizik A.X.Kompton (1892-1962) metallar sirtidan sochilgan rentgen nurining elektromagnit to'lqinlar intensivligi taqsimotining faqat uning yo'nalishiga bog'liqligini o'rganmasdan, balki sochilgan elektromagnit to'lqini uzunligini o'lchadi, hamda yakka fotonning impulsi borligini isbotladi.

Kompton tajriba qurilmasida yuzaga keladigan jarayonning sxematik ko'rinishi 14.4.3-rasmda keltirilgan. To'lqin uzunligi λ_0 bo'lgan monoxromatik rentgen nuri manbadan (M) chiqib grafitdan tayyorlangan nishonga (H) tomon yo'naladi, undan turli yo'nalishlarga λ to'lqinlar sochadi. Burchagi θ yo'nalishida sochilgan nur kristall (K) sirtiga tushib undan qaytib rentgen nurlarini qayt qiluvchi detektor (D) orqali uning intensivligi hamda to'lqin uzunligi o'lchanadi. Turli burchaklarda sochilgan rentgen nurlarining tajriba natijalari 14.4.4-rasmda bog'lanish egriliklari ko'rinishida tasvirlangan.

Bog'lanish egriliklaridan ko'rinadikim, rentgen nuri λ_0 to'lqin uzunligidan tashqari turli burchak θ ostida sochilgan nur to'lqinlar $\lambda > \lambda_0$ munosabatda bo'ladigan komponent deb nomlangan to'lqinlar hosil qiladi.

Metaldan sochilgan elektromagnit to'lqinlar uzunligining sochilguncha nishonga tushuvchi elektromagnit to'lqin uzunliglaridan farq qilishining yuzaga kelishi Kompton samara deb nomlandi.

Tajriba natijalari: grafitli nishondan chiqib kristallga tushayotgan rentgen nuri to'lqin uzunligining o'zgarish $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_0)$ ifodasi $\sin^2(\frac{\theta}{2})$ ga muttanosib bo'ladi va grafitga tushuvchi rentgen nurining to'lqin uzunligi λ_0 ga bog'liq bo'lmasdan, muttanosiblik koeffitsienti $\lambda_K = 0,048 \cdot 10^{-10} M$ teng bo'lgan.

Kompton samarani quyidagi formula bilan ifodalash mumkin bo'lgan:

$$\Delta\lambda = \lambda_K \cdot \sin^2(\theta/2) \cdot M = 0,048 \cdot 10^{-10} \cdot \sin^2(\theta/2) \cdot M. \quad (14.4.1)$$

Nishon moddasining atomiga tushayotgan rentgen nuri fotoni nishon atomlari elektronlari bilan to'qnashadi, natijada foton o'zining harakat yo'nalishini va chastotasini o'zgartiradi, to'qnashganda foton o'zining bir qism energiyasini nishon atomining elektroniga beradi (nishon atomining erkin elektronlari unga tushayotgan foton bilan elastik to'qnashadi, bir qism energiyasini yutadi, lekin atom nurlamaydi). Shunday qilib, rentgen fotoni nishon atomning elektroni bilan to'qnashganda energiyasini kamaytiradi va uning to'lqin uzunligi esa o'z-o'zidan kattalashadi. Bunday samarani tajriba asosida qisqa to'lqin uzunlikdagi to'lqinlarda kuzatish mumkin bo'ldi, bunday hodisa ayniqsa rentgen nurlarida yuz beradi.

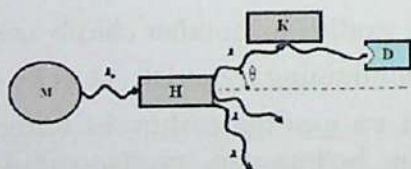
Rentgen nuri fotonining nishon atomi elektronlari bilan to'qnashishi jarayonining hisoblashlarini olib borish uchun jarayonlar to'lqinlar va to'g'ri chiziqlar bilan 14.4.6-rasmda sxematik tasvirlangan.

Foton (E) nishon atomining elektroni (A) bilan to'qnashgacha nishon elektronining tinchlik holati deb qaraladi. Fotonning atom elektroni bilan to'qnashguncha impulsi hk , to'qnashish natijasida elektron $m_0\vartheta$ impulsiga, sochilgan foton esa hk' impulsiga ega bo'ladi deb tassavur etish mumkin bo'ladi.

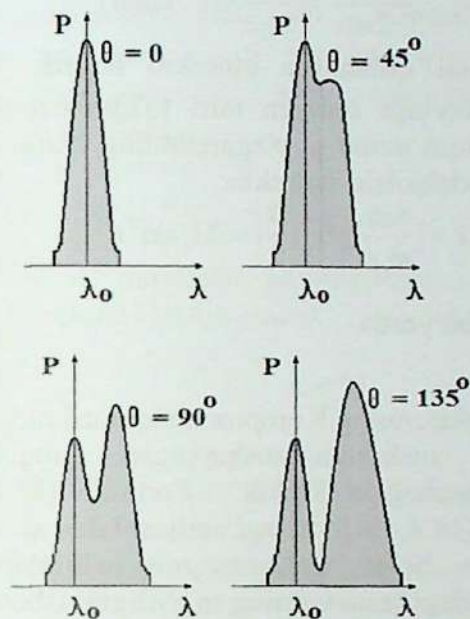
$$hk = hk' + m_0\vartheta, \quad (14.4.2)$$

$$h\omega + m_0c^2 = h\omega' + mc^2, \quad (14.4.3)$$

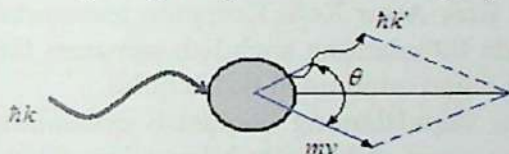
Bu erda m_0c^2 – nishon materiali atomi elektronining tinchlikdagi energiyasi, $mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ – to'qnashishdan keyingi elektronning to'la energiyasi.



14.4.3-rasm. Kompton tajribasi qurilmasi sxemasi.



14.4.4-rasm. Turli yo'nalishlarda rentgen nuri sochilish intensivligining to'lqin uzunlikka bog'liqligi.



14.4.5-rasm. Kompton samarasining formulasini hisoblash uchun jarayonning sxematik ko'rinishi.

$k = \omega/c$, $k' = \omega'/c$ larni e'tiborga olib sodda algebraik o'zgartirishlardan keyin (impulslar saqlanish qonuni ifodasi uchun vektorlarni qo'shishning kosinuslar teoremasini qo'llash sharti bilan) (3.5.2) va (3.5.3) formulalardan foydalanib quyidagi tenglikka ega bo'lishadi:

$$m_0 c^2 (\omega - \omega') = \hbar \omega \omega' (1 - \cos \theta). \quad (14.4.4)$$

bu yerda $\omega = 2\pi/\lambda_0$, $\omega' = 2\pi/\lambda$ munosabatlar ekanligini bilgan holda,

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{2\pi} = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta), \quad (14.4.5)$$

munosabatni hosil qilishimiz mumkin bo'ladi, bu erda $\lambda - \lambda_0 = \Delta\lambda$ - to'qnashishdan keyingi rentgen nuri to'lqin uzunligining o'zgarishi. Rentgen nuri to'lqin uzunligi o'zgarishining oxirgi ko'rinishi quyidagi formula bilan ifodalanishi mumkin:

$$\Delta\lambda = \left[\frac{4\pi h}{m_e c} \right] \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = 2\lambda_c \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (14.4.6)$$

$$\text{bu yerda} \quad \lambda_c = \frac{2\pi h}{m_e c} = 0,024 \cdot 10^{-10} \text{ m}, \quad (14.4.7)$$

(14.4.7) ifoda elektronning Kompton to'lqin uzunligi. Bunday to'lqinlar rentgen nurlari nishonga tushayotgan rentgen nurlari to'lqin uzunliklaridan anchagina kichik. Formula (14.4.6) Komptonning tajriba natijalari (14.4.1) ifodadagi natijasi bilan ajoyib holda kelishadi. Bunday kelishuv holati elektromagnit to'lqinlarning korpuskulyar xossalari to'g'risidagi tasavvurning to'g'riligini isbotlaydi.

Erkin elektronlarda fotonlar sochilganda energiyalarining bir qismi yo'qotiladi, yo'qotilgan energiya miqdori sochilish burchagiga bog'liq bo'ladi.

Amerikalik fizik Artur Xolli Kompton tomonidan kashf qilingan erkin elektronlarda fotonlarning sochilish samarasi fotonlarning kvant tabiatini tasdiqlaydigan omillardan bo'lib qoldi.

Energiya va impulsning saqlanish qonunlariga rioya qilgan holda fotonlarning erkin elektronlar bilan to'qnashish hodisasini yana bir usulda ko'rib chiqish mumkin.

Erkin elektronlarga sochilganda, fotonlar energiyalarini yo'qotadi va yo'qotilgan energiya miqdori tarqalish burchagiga bog'liq bo'ladi.

Aytish joyizki, elektromagnit nurlarning erkin elektronlarda sochilishda to'lqin uzunliklarining o'zgarishi hodisasini kashf qilgani uchun 1927 yilda Artur Xolli Kompton Nobel mukofotiga sazovor bo'ldi.

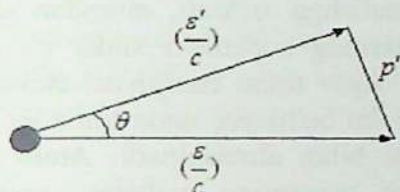
Fotonning erkin elektronlar bilan to'qnashishda energiya va impulsning saqlanish qonunlariga rioya qilinadi. Chunki elektron to'qnashishi natijasida reletevistik holatda bo'lishi mumkin, bunday jarayonni faqat reletevistik dinamika asosida qarashadi. Boshlang'ich tinchlikdagi energiyasi bo'lgan elektronga energiyasi va impuls $\frac{E}{c}$

bo'lgani foton tushsin. To'qnashgandan keyin foton energiyasi ε' ga teng, elektronning berish energiyasi E' va p' impulsi bo'lsin. "Foton-elektron" sistemasining energiyalari va impulslarining saqlanish qonuniga asosan, to'qnashishdan oldin va to'qnashishdan keyin uchun quyidagi tenglikni zish mumkin:

$$\varepsilon + mc^2 = \varepsilon' + E, \quad (14.4.8)$$

$$p'^2 = \left(\frac{\varepsilon}{c}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon'}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{\varepsilon\varepsilon'}{c^2}\right)\cos\theta, \quad (14.4.9)$$

buyurda ikkinchi tenglik impulslar uchburchagi uchun kosinuslar teoremasiga asosan yozilgan (14.4.6-rasm).



14.4.6-rasm. Impulslar uchburchani uchun kosinuslar teoremasi.

Relevistik elektronning energiyasi va impulsi o'rtasidagi bog'lanishni e'tiborga olgan holda quyidagi ko'rinishini tenglamaga ega bo'lishadi:

$$E'^2 - p'^2 c^2 = m^2 c^4, \quad (14.4.10)$$

E'^2 ni (14.4.8) formuladan va $p'^2 c^2$ ni (2.4.9) formuladan topamiz:

$$E'^2 = (\varepsilon - \varepsilon' + mc^2)^2 = \varepsilon^2 + \varepsilon'^2 + m^2 c^4 - 2\varepsilon\varepsilon' + 2\varepsilon' mc^2, \quad (14.4.11)$$

$$(p'c)^2 = \varepsilon^2 + \varepsilon'^2 - 2\varepsilon\varepsilon'\cos\theta. \quad (14.4.12)$$

(14.4.10) ga binoan (14.4.12) ifodani (14.4.11) dan chiqarib, natijada $m^2 c^4$ ni tenglashtirib, qisqartmalardan so'ng topamiz:

$$\varepsilon - \varepsilon' = \frac{\varepsilon\varepsilon'}{mc^2} (1 - \cos\theta), \quad (14.4.13)$$

$\varepsilon = h\omega$, $\varepsilon' = h\omega'$, va ω dan λ gacha bo'lgan ulanishlarni hisobga oladigan bo'lsak, ($\omega = \frac{2\pi\nu}{\lambda}$) bilan olamiz:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos\theta),$$

buyurda $\lambda_c = m$ massali zarracha uchun komton to'lqin uzunligi,

$$\lambda_c = \frac{2\pi h}{mc}.$$

Elektron uchun $\lambda_e = 2,43 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$. Universal doimiylik λ_e muhim bir atom konstantalardan hisoblanadi.

Kompton samaraning qo'llanilishi.

A.Kompton tajribasi barchanazariy tasavvurlarni tasdiqladi. Shunday qilib, Kompton samaraning fizikasini to'g'risidagi korpuskulyar tasavvurlarning to'g'riligi tajribalar va shu bilan birga kvant nazariyasining dastlabki holatinining to'g'riligi isbotlandi.

Fotonlarning moddalarda sochilishining Real tajribalarida elektronlar (atomlardagi elektronlarning bog'lanish energiyasiga nisbatan) erkin bo'lmagan holda katta energiyaga ega bo'lishadi, unda elektronlar kuchli uzatishga uchrab, atomdan chiqarib yuboriladi. Bunday holda fotonlarning sochilishi xuddi bir erkin elektronlarda sochilgandek bo'ladi. Agar foton energiyasi elektronni atomdan urib chiqarish uchun etarlicha bo'lmasa, unda foton atom bilan to'lig'icha energiyasi va impulsi bilan almashinadi. Atom massasi juda katta (fotonning ekvivalent massasiga nisbatan, nispiylik nazariyasiga asosan, E_f/c^2) bo'lganligi sababli foton energiyasining uzatilishi amalda mavjud bo'lmaydi; shuning uchun fotonning sochilishi uning energiyasining o'zgarishidan bo'lishiga olib keladi, ya'ni sochilishda to'liq uzunlikning o'zgarishidan yuzaga kelishiga olib keladi. Og'ir atomlarda eng chekkadagi (atrofdagi) elektronlarga kuchsiz bog'langan va shuning uchun chekkadagi elektronlarda fotonning sochilishi tufayli sodir bo'ladigan Kompton chiziqli nurlanishning sochilish spektrida siljigandek bo'ladi. Element atom tartibining ortib borishi bilan (ya'ni yadro zaryadi) elektronlarning bog'lanish energiyasi ortadi, Kompton chiziqlarining nisbiy intensivligi esa kamayadi, kogerent chiziqlari esa ortadi.

Nazorat savollari:

1. Issiqlik nurlanish. Absolyut oq, absolyut qora jismlar
2. Kirxgof qonuni. Jismning nur chiqarish va yutish qobiliyatlari.
3. Reley-Jins formulasi.
4. Stefan-Bolsman qonuni.
5. Vin qonuni. Maksimumni siljishi.
6. Plank formulasi. Energiya kvanti.
7. Optikaviy pirometriya. Pirometr turlari va ularni ishlashi.
8. Tashqi fotoeffekt va uning qonunlar.
9. Fotoeffekt nazariyasi.

10. Tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi,
11. Foton va uning xarakteristikasi,
12. Yorug'lik bosimi. Lebedev tajribasi
13. Kompton effekti.

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika" (Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism. 237b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D.Djankoli. "Fizika" M. Izdatelstvo "Mir" 1 t, S 653.

15-MAVZU. ATOM VA YADRO FIZIKASI.

1. Atomning Tomson va Rezerford modellari. Vodorod atomining chiziqli spektri. Bor postulatlar. Frank va Gers tajribasi.

2. Vodorod atomining spektri uchun Bor nazariyasi. Modda xossalari korpuskulyar – to'liq dualizmi. De-Broyl to'liq va uning xossalari.

4. To'liq funksiyasi. Shredingerning umumiy hamda statsionar holatlar uchun tenglamalari. Vodorod atomining kvant mexanikasidagi talqini.

5. Kvant sonlari. Elektronning spini. Spin kvant soni. Shtern – Gerlax tajribasi. Pauli prinsipi.

6. Rentgen spektrlari. Mozli qonuni. Optik kvant generatorlari (Lazerlar). Atom yadrosining o'lchami, tarkibi va zaryadi. Massa va zaryad soni.

7. Massa defekti va yadroning bog'lanish energiyasi. Yadro spini va uning magnit momenti.

8. Yadro kuchlari. Radioaktiv nurlanish va uning turlari. Radioaktiv yemirilish qonuni. Siljish qoidasi.

1. Atomning Tomson va Rezerford modellari. Vodorod atomining chiziqli spektri. Bor postulatlari. Frank va Gers tajribasi.

Atom tuzilishining Tomson va Rezerford modellari. XX asrning boshlanishida musbat va manfiy zaryadlarning ochilishi, manfiy zaryadni olib o'tuvchi zarra-elektron kashf etildi. Musbat zaryadni olib o'tuvchi zarra-musbat zaryad ekanligi o'sha davrdagi barcha olimlarni qiziqtirdi. Atom murakkab zaryadlangan sistema ekanligi, uning o'lchami ekanligi aniqlandi. Shu davrlarda olimlarning oldidagi kun tartibi qilib atomning tuzilishi masalasi qo'yilgan edi. Nazariy fikrlarga ko'ra atomning ikki xil tuzilishi mavjud bo'lib qoldi. Tomson modeli; Rezerfordning planetar modeli.

Tomson modeli. Atomning butun hajmi bo'yicha, qandaydir hajmiy zichlik bo'yicha musbat zaryadlar taqsimlangan. Elektronlar (manfiy zaryadlar) esa bu muhitdagi musbat zaryadlangan elementlar bilan Kulon qonuni bo'yicha o'shanday ta'sir kuchida bo'ladi. Butun hajm bo'yicha bir elektronning atomni tark etishi bilan atomni oldingi muvozonatga qaytarishga intiladi. Buning natijasida elektronning tebranishi yuzaga keladi.

Rezerford modeli. Quyosh sistemasiga o'xshash model bo'lib, markazda musbat zaryadlangan yadro (Quyosh), uning atrofida Kulon kuchi ta'sirida saqlanadigan holda elektronlar (planetalar o'xshash) aylanma harakat qiladi.

Atomning tarkibiy tuzilishini o'sha davrda faqat tajribalar asosida aniqlashga muyassar bo'lishgan. Bunday masalaning yechimini topish uchun o'sha davrdagi olimlar oldida quyidagicha muammo qo'yilgan edi. Atomning butun hajmi bo'yicha elektr zaryadlarning taqsimlanishini asoslash, demak, atomning tuzilishini tajribalar asosida tadqiq qilish zarur edi.

Radiaktiv elementlardan chiqadigan alfa zarra geliy atomining yadrosiga teng bo'lgan $2e$ (e – elektronning zaryad miqdoriga teng) musbat zaryadga va to'rtta proton massasiga teng bo'lgan zarracha ekanligi aniq bo'lgan edi. Shuning uchun tahlil qilishda alfa zarraning moddada sochilishini uning sochilishidagi differentsial kesim formulasidan foydalanish mumkin bo'ldi (alfa zarraning zaryadi $Z_1 = 2$ va uning massasi sochiladigan atomlar massasidan bir necha bor kichik bo'lgan shart asosida tahlil qilin-gan). Masalani yyechishda sochiladigan alfa zarralar va sochadigan zarralar (atomlar zaryadi)

massalarining o'rniga ikki ta'sir etuvchi zarrachalar sistemasining keltirilgan massasi bilan almashtirish kerak bo'lib qoldi.

Keltirilgan massa. *Ikki va undan ortiq zarrali harakatlanuvchi mexanik va aralashgan tizimdagi fizik parametrlarga (massa, inersiya momenti, induktivlik va h.) va uning harakatlanish qonunlariga bog'liq bo'lgan massa taqsimlanishini shartli xarakteristikasi.*

Zarralarning kinetik energiyasi $T = \frac{1}{2} \mu v^2$, T - buyerda tizimning kinetik energiyasi, μ - tizimning keltirilgan massasi, v - tizimning ba'zi bir nuqtasiga tegishli keltirilgan massasiga xarakterli tezlik.

Aniq bir massa va zaryadga ega bo'lgan zarralar oqimi ximiyaviy elementlardan iborat yupqa nishonga yo'naltirilsin, alfa zarralar nishon atomlari bilan to'qnashib turli burchaklarga sochiladi. Sochilgan zarralar-ning sochilish burchaklari maxsus schetchik (qayt qilgich) bilan qayt qilinadi.

Massasi m_1 va eZ_1 zaryadi bo'lgan birinchi nuqtaviy zaryadning harakati-ni massasi m_2 va eZ_2 zaryadi bo'lgan boshqa ikkinchi nuqtaviy zaryadning (nishon) Kulon maydonida harakatini ko'rib o'tish kerak bo'ladi. Ikkinchi nuqtaviy zaryad massasi birinchi nuqtaviy zaryadning massasidan katta deb qabul qilinsa, ikkinchi nuqtaviy zaryadni qo'zg'almas deb qarash mumkin bo'ladi.

Fizikaning mexanika kursidan ma'lum bo'lgan, Markaziy kuch maydonida (nishon maydonida) harakatlanayotgan zaryadning energiyasi va impuls momenti uchun saqlanish qonunlari asosida quyidagi tenglamalarni keltirish mumkin bo'ladi:

- energiyaning saqlanish qonuni:
$$\frac{m_1(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2)}{2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E = const,$$

(15.1.1)

- harakat miqdori momentining saqlanish qonuni:

$$-m_1 r^2 \dot{\varphi} = L = const = m_1 g b, \quad (15.1.2)$$

bu yerda g - zaryadning cheksizlikka sochilgandagi tezligi; b - *mo'ljallangan masofa* (15.1.1-rasm); $\dot{r}$ - va $\dot{\varphi}$ - moddiy nuqtaning (alfa zarraning) aylanish radiusi va uning buralish burchagidan vaqt bo'yicha olingan hosilalar.

Bog'liq bo'lmagan yangicha o'zgaruvchi $\rho = \frac{1}{r}$ kiritib quyidagi ifoda e'tiborga olinsa:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr d\varphi}{d\varphi dt} = \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{d\varphi}{dt} = \frac{L}{m_1} \frac{d\rho}{d\varphi},$$

unda (15.1.1.) tenglamadan foydalanib quyidagi differentsial tenglamaga ega bo'lishadi:

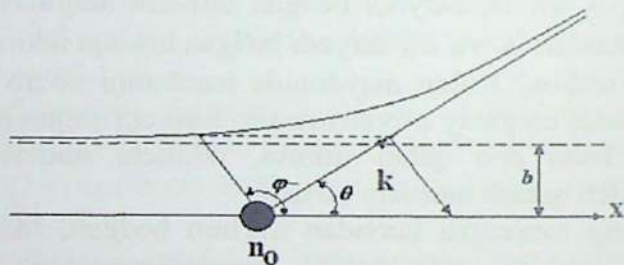
$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = -\frac{2m_1 E}{L^2} - 2 \frac{Z_1 Z_2 e^2 m_1}{4\pi\epsilon_0 L^2} \rho - \rho^3.$$

Bu ifodani φ bo'yicha differentsiallab ρ ni topish uchun ikkinchi tar-tibli differentsial tenglamaga ega bo'lishadi:

$$\frac{d^2 \rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{Z_1 Z_2 e^2 m_1}{4\pi\epsilon_0 L^2} = C. \quad (15.1.3)$$

Tenglama (15.1.3) ning yechimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (15.1.4)$$



15.1.1-rasm. Zaryadlangan zarra (alfa) harakat trayektoriyasini aniqlashga doir.

A va B doimiyliklari quyidagi shartlardan topiladi: $\varphi \rightarrow \pi$ bo'lganda $r \rightarrow \infty$, $r \sin \varphi \rightarrow b$, unda $A = C$, $B = \frac{1}{b}$ va ifoda (15.1.4) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{1}{r \sin \varphi} = C \operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi}{2} \right) + \frac{1}{b}. \quad (15.1.5)$$

$r \rightarrow \infty$, $\varphi \rightarrow \theta$ e'tiborga olinsa, unda sochilish burchagini quyidagicha topish mumkin bo'ladi:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{bC} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_1 g^2 b}{Z_1 Z_2 e^2}. \quad (15.1.6)$$

Tajribada mo'ljallangan masofani o'lchash juda murakkab bo'lganligi uchun alfa zarracha θ dan $d\theta$ sochilish burchak intervalida noelastik sochilgandagi ko'ndalang differentsial kesimini, ya'ni sochilgan alfa zarralar sonining (dN_θ) atomga tushayotgan alfa zarralar oqimidagi zarralar soniga (N) nisbatini aniqlash maqsadga muvofiq bo'ladi:

$$d\sigma = \frac{dN_\theta}{N}. \quad (15.1.7)$$

Formula (15.1.6) dan ko'rinadikim, mo'ljallangan masofasi b va $b+db$ intervaldagi har qaysi alfa zarrachasi θ dan $d\theta$ burchak oraliqda sochiladi. b va $b+db$ mo'ljallangan masofali zarralar soni radiusi b va db kengligi bo'lgan xalqali yuzaga tushayotgan zarralar soniga teng bo'ladi deb qabul qilish mumkin:

$$dN_\theta = N \cdot 2\pi b db. \quad (15.1.8)$$

Differentsial kesim yuza (15.1.7) ifodadan kelib chiqib quyidagiga ega bo'ladi:

$$d\sigma = 2\pi b |db| = \pi \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{\cot\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta. \quad (15.1.9)$$

Formula (15.1.8) ni hisobga olgan holda (15.1.9) bir markazdan sochiladi-gan alfa zarralar sonini aniqlaydi. Agar sochiladigan markaz n ta bo'lsa, unda fazoviy burchak $d\Omega$ bo'yicha sochiladigan alfa zarralar soni quyidagiga teng bo'ladi:

Demak, mo'ljallangan masofaning ortib borishi bilan sochilish burchagi kamayadi ($|db|$ ning moduli hisobga olinadi). **Sochilgandagi ko'ndalang differentsial kesimining oxirgi ifodasi** qilib quyidagini yozish mumkin bo'ladi:

$$d\sigma = \frac{1}{4} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (15.1.10)$$

buyurda $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta - \theta$ va $\theta + d\theta$ burchakli konuslar uchlaridagi fazoviy burchak (15.1.2-rasm).

Formula (15.1.9) Rezerford formulasi deb qabul qilingan. Buning asosida Rezerford alfa zarralarning ximiyaviy elementlar atomlarida sochilishi tajribasi natijalarini tahlil qildi va atomning tarkibini aniqladi.

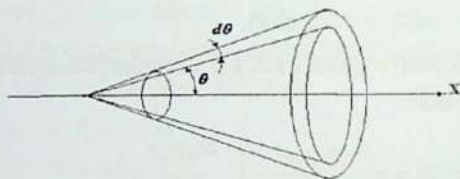
$$dN^{(n)} = nN \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (15.1.10)$$

buyerda Ze – sochadigan atom yadrosining zaryadi. Sochilish burchagi θ va $d\theta$ intervada fazoviy burchak $d\Omega = \text{const}$ bo'lganda sochilgan alfa zarralar soni quyidagiga teng bo'ladi:

$$dN^{(n)} \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) = \text{const}. \quad (15.1.11)$$

Rezerford formulasining soddaroq ko'rinishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\frac{dN}{N} = n \left(\frac{qq_0}{4\pi} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)},$$



15.1.2-rasm. Rezerford formulasini isbotlash uchun.

bu yerda $dN - (\theta, \theta + d\theta)$ burchak intervalida sochilgan alfa zarralar oqimi; N – nishonga tushayotgan alfa zarralar dastasi oqimi, q – va q_0 – nishonga tushayotgan zarralar va nishon yadro zaryadlari.

Formula (15.1.10) dagi barcha kattaliklar, Z dan tashqari tajribalar asosida o'lchanishi mumkin. Shuning uchun bu formula sochiluvchi atomlar uchun Z lar sonini aniqlashi mumkin. Z soni Mendeleevning ximiyaviy elementlar davriy sistemasidagi elementlarning tartib raqamiga teng bo'ladi. Bundan kelib chiqadiki, ximiyaviy elementlar davriy sistemasidagi elementlar atom massasining o'sishi bilan emas, balki atom zaryadining Ze o'sishi bilan taqsimlanishi ifodalangan. Bundan Rezerford tajribasining birinchi zaruriy xulosasi kelib chiqadi.

Tajribalar natijasidan kelib chiqib alfa zarralar burchak $\theta \approx \frac{\pi}{2}$ va undan kattaroq burchakka sochilishi kuzatilgan. Bunday bo'lishiga sabab agar yadrodagi musbat zarralar hajm bo'yicha markazga

qaratilgan bo'lsagina alfa zarralar $\theta = \frac{\pi}{2}$ burchak va undan katta burchakka buriladi. Hajmning chiziqli o'lchami mo'ljallangan masofadan kichik bo'ladi. Mo'ljallangan masofaning chiziqli o'lchami b_{max} (15.1.6) formuladan topiladi:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{bC} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_1 g^2 b}{Z_1 Z_2 e^2}. \quad (15.1.12)$$

$$b_{max} \approx \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \left(\frac{m_1 g^2}{2} \right)} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 E_k}, \quad (15.1.13)$$

buyerde E_k – alfa zarraning kinetik energiyasi. Rezerford tajribasida alfa zarralarning kinetik energiyasi $E_k \approx 5 \text{ MeV}$ bo'lgan. Bunday hollarda $Z=8$ bo'lganda (15.1.13) formuladan $b_{max} \approx 0,25 \cdot 10^{-12} \text{ sm}$ ga teng bo'ladi. Atomning chiziqli o'lchami 10^{-8} cm bo'lganligidan, alfa zarralarni katta burchakka og'gan musbat zarralar atomning kichik maydonida to'planganligidan dalolat beradi. Demak, atomning musbat zarralari uning butun hajmi bo'yicha taqsimlangan bo'lmaydi. Atomning musbat zarralari uning butun hajmi bo'yicha taqsimlangan bo'lsa edi, unda, alfa zarralar katta burchakka og'mas edi. Rezerford tajribasi natijasining *ikkinchi xulosasi shundan iboratki, atomning musbat zarralari uning 10^{-13} cm maydonida to'plangan.*

Atomning bunday maydoni atomning yadrosi deb nomlanadi. Yadro atrofida elektronlar harakat qiladi. Atomning o'lchami bo'lganligi sobabli elektronning yadrodan uzoqligi ham o'shancha o'lchamda, elektronning massasi atomning massasiga nisbatan juda kichik. Bu fikrdan kelib chiqadiki, *atomning barcha massasi uning yadrosida mujassam-lashgan.*

Shunday qilib Rezerford tajribasi *atomning planetar modelini tasdiqladi: atomning markazida og'ir musbat zaryadlangan yadro mavjud, uning atrofida Quyosh atrofidagi planetalarga o'xshash, yengil manfiy zaryadlangan elektronlar aylanadi.*

Bor postulatlari.

1. Stasionarlik sharti. *Atomlar uzoq vaqt davomida (10^{-8} s) faqatgina aniq, stasionar deb nomlanadigan holatda bo'lishi mumkin. Stasionar holatda bo'lgan atom nurlamaydi (bu postulat bilan mumtoz nazariyaning qo'llanilmasligi tasdiqlanadi). Atomning*

stasionar holatlari energiyalarining $E_1, E_2, E_3, \dots$ diskret miqdorlari bilan xarakterlanadi.

2. Kvantlanish sharti. Atomdagi mavjud bo'lgan barcha holatlardan faqatgina orbitasidagi elektronning harakat miqdori momentini (orbital moment) h Plank doimiysining 2π ga bo'linganining butun soniga teng bo'lganlari uchun qo'llaniladi, bu mazmunni quyidagi matematik tenglik bilan ifodalash mumkin:

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = nh; \quad (n=1,2,3,\dots). \quad (15.1.14)$$

3. Chastotalar sharti. Atom bir diskret holatdan boshqa holatga o'tganda nurlaydi. Boshlang'ich holatdagi atomning energiyasi E_n , oxirgi holatidagi energiyasini, unda boshlang'ich va oxirgi holatlar energiya-larining farqi chastotali foton ko'rinishida nurlagan bo'ladi:

$$E_n - E_m = h\nu. \quad (15.1.15)$$

Butun son kvant soni deyiladi. Bu yerda $\frac{h}{2\pi} = \hbar = 1.054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, bu shartdan orbita uzunligi kelib chiqadi $2\pi r = \frac{nh}{m\mathcal{V}} = n\lambda$. Elektronning to'lqin uzunliklari bor orbitasi bo'yicha butun soncha turg'un to'lqinga o'xshash joylashadi.

(15.1.14) va (15.1.15) formulalardan:

$$\frac{mv^2}{r} = \chi \frac{Ze \cdot e}{r^2}, \quad (3.4.1) \quad L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = nh; \quad (15.1.16)$$

quyidagi munosabatni aniqlash mumkin bo'ladi:

$$r_n = \frac{r^2 m^2 \mathcal{V}^2}{\chi Z e^2 m} = \frac{n^2 h^2}{\chi Z e^2 m} = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2 Z} \quad (15.1.17)$$

Bundan kelib chiqadi, elektronlarning orbitalari radiuslari butun son ning kvadratiga muttanosib va tanlagan qiymatlarni qabul qiladi, ya'ni har biri aniq qiymatlarga mos keladi. Boshqacha qilib aytganda orbitalar radiusi kvantlangan bo'ladi.

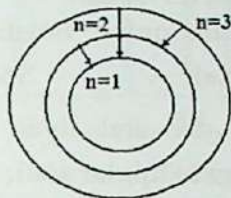
Atom yadrosining massasi elektron massasidan juda katta bo'lganligi sababli yadroni qo'zg'almas deb olib elektron yadro atrofida aylana radiusi r bo'yicha harakat qiladi deb qarash mumkin bo'ladi.

Vodorod atomining ($Z=1$) birinchi radiusi ($n=1$) quyidagiga teng bo'ladi:

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{e^2m} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m.} \quad (15.1.18)$$

(15.1.18) ifoda vodorod atomining birinchi bor radiusi deb nomlanadi.

Vodorod atomining aylanma statsionar orbitalarining sxemasi 4.4-rasmda tasvirlangan.



15.1.3-rasm. Bor aylanma orbitalari va ular orasida o'tishlari sxemasi.

Frank-Gers tajribasi. Frank-Gers tajribasining g'oyasi, atomlar energetik holatining dis-kretligini isbotlash bo'ldi. Tezlashtirilgan elektron bilan atom elastik to'qnashsin, energiya elektrondan atomga beriladi. To'qnashishdan keyin elektron turli kinetik energiyaga ega bo'ladi. To'qnashishda atomning ichki energiyasi uzluksiz o'zgaradi, to'qnashishda tezlashtirilgan elektronning turli portsiya energiyasi atomga beriladi, to'qnashishda tezlashtirilgan elektron tomonidan atomga beriladigan energiyani o'lchab keraklixa atomning holati energiyasi farqi to'g'risida xulosa (xotima) qilish mumkin bo'ladi. Frank-Gers tajribasining g'oyasi xuddi shunday xotima qilingan.

2. Vodorod atomining spektri uchun Bor nazariyasi. Modda xossalariining korpuskulyar – to'lqin dualizmi. De-Broyl to'lqin va uning xossalari.

Vodorod atomining spektr seriyalari va energiya satxlari.

Qattiq jismlar ryam spektrlarni chiqaradi. Gazlar chiziqli va yo'l-yo'l spektrlarga ega. Chiziqli spektr bir qator qonuniylashtirilgan ravishda joylashtirilgan ko'proq yoki kamroq tor spektral chiziqlardan iborat. Yo'l-yo'l spektrda tutash chiziqlar bir-biriga yaqin joylashgan spektral chiziqlar to'plamiga bo'linadi.

20-asrning boshlariga kelib, gazlarning chiziqli spektrlari atom va molekulyar spektrlardan nurlanishi aniqlandi.

Vodorodning atom spektri vodorod molekularining katta qismi atomlarga tushganda vakuumli vodorod quvurchasida elektr zaryadsizlanishi bilan kuzatilishi mumkin.

Atomning ko'plab spektral chiziqlarining mavjudligi uning ichki tuzilishining murakkabligini ko'rsatadi.

Spektrdagi spektral chiziqlarning holati to'liq uzunligi λ yoki chastotasi bilan tavsiflanadi $\nu = \frac{c}{\lambda}$. Spektroskopistlar ν o'rniga spektroskopik to'liq soni deb ataladigan $\bar{\nu}$ dan foydalanadilar. Bu vakuumda 1 sm uzunlikdagi to'liqlar soni: $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}$.

Aytish joyizki, bir-biri bilan ta'sir qilmaydigan atomlar qo'zg'atilgandan keyin nurlanadi. Ularning spektrlari alohida ensiz (kambar, tor) spektral chiziqlardan tashkil topadi, va ularni *chiziqli spektrlar deb nomlashadi*.

Spektral chiziqlarning ko'pligi atomning ichki tuzilishi murakkab ekanligidan dalolat beradi. Atom spektrlarini o'rganish atomning ichki tuzilishini tushunish kaliti bo'lib xizmat qildi. Eng birinchi spektral chiziqlar tartibli joylashgani, so'ngra esa ular chiziqlar seriyalarini hosil qilishi payqaldi.

Vodorod atomining chiziqli spektrlari o'rganilganda (vodorod atomi spektral chiziqlar tasviri 15.2.1-rasmda keltirilgan).

Elektromagnit 1 sekundagi tebranishlar soni spektr chiziqlarning chastotalari deb qabul qilingan:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \left(\frac{1}{\text{sek}} \right).$$

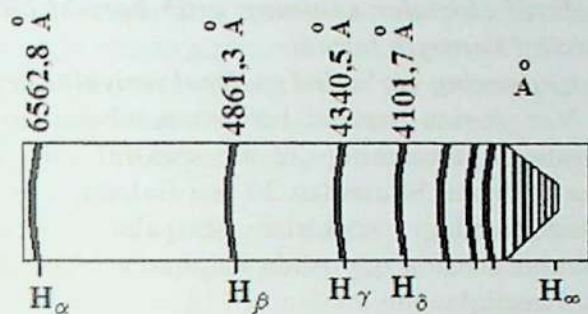
bu yerda c – bo'shliqdagi elektromagnit to'liq tezligi; λ – elektromagnit to'liq uzunligi.

Balmer (1885) vodorod atomi spektrida quyidagi qonuniyat borligini qayd qildi. Hozirgi zamon yozuvi belgilanishida u quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 3, 4, 5, \dots, \quad (15.2.1)$$

bu yerda ω – har bir spektr chiziqqa tegishli siklik chastota ($\omega = \frac{2\pi\nu}{\lambda}$),

R – Ridberg doimiysi: $R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ sek}^{-1}$.



15.2.1-rasm. Atomar vodorodning nurlanishdagi chiqarish spektridagi Balmer seriyasi:

$H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ -ko'rinuvchi chiziqlar; seriya chegarasi.

Spektroskopiyada spektral chiziqlarning chastotalari bilan emas, balki *to'lqin soni* deb nomlanadigan bilan xarakterlash qabul qilingan (to'lqin soni qilib bir santimetrdagi to'lqinlar soni qabul qilingan):

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\omega}{2\pi}, \text{ sm}^{-1}$$

bu yerda λ - to'lqin uzunligi. To'lqin soni uchun yozilgan Balmer formulasi, quyidagi shaklga ega bo'ladi:

$$\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

bu yerda Ridberg doimiysi qiymati quyidagiga teng:

$$\bar{R} = \frac{R}{2\pi} = 109737,31 \text{ sm}^{-1}.$$

Balmer tomonidan vodorod atomi spektrida ko'zga ko'rinadigan 4 ta spektral chiziqlar: $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ borligi kuzatildi. Bunday spektral chiziqlar to'lqin uzunliklarining joylashishini tajribalar natijalari asosida quyidagi empirik formula bilan bog'liq ekanligini ko'rsatib berdi:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (15.2.2)$$

bu yerda $n = 3, 4, 5, 6$, va B - empirik formula konstantasi bo'lib, $3645,6 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 3645,6 \text{ Å}$ uning qiymati ga teng.

Formula (15.2.2) dan ko'rinadiki, (n) ning ortib borishi bilan to'lqin sonlaridagi qo'shni chiziqlar orasidagi farqlar kamayib boradi, $n = \infty$ bo'lganda $\bar{\nu} = \frac{R}{2^2}$ doimiy qiymatga ega bo'lib qoladi.

Demak, spektral chiziqlar sonining ortib borishi bilan spektral chiziqlar intensivligi kamayib boradi.

Spektral chiziqlarning yig'indisi spektral seriyalar deyiladi.

1920-yilda Yer yuzida mavjud bo'lgan manbalardan foydalanib qo'zg'a-tilgan vodorod atomining 22 ta spektral chiziqlari tasviri spektroskopda aniqlangan. Shulardan 20 tasi Balmer seriyalari hamda Quyosh xromosfera-sidagi spektrlar seriyalar chiziqlari bilan solishtirilgan. Shular asosida quyoshda haqiqatda vodorod atomining nurlanishi bo'lishi tasdiqlangan.

Vodorod atomining spektridagi Balmer seriyalaridan tashqari Layman, Pashen, Breket, Pfundalar tomonidan bir qator boshqa spektral seriya-lar ham qayd qilingan.

Elektromagnit nurlanishlarning ultrabinafsha to'lqinlari sohasi qismida **Layman spektral seriyalari** qayt qilingan:

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 2, 3, 4, 5 \dots). \quad (15.2.3)$$

Infraqizil to'lqinlar sohasi qismida 3 ta seriyalar (Pashen, Breket va Pfunda) qayt qilingan:

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 4, 5 \dots) - \text{Pashen spektral seriyasi}; \quad (15.2.4)$$

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 5, 6 \dots) - \text{Breket spektral seriyasi}; \quad (15.2.5)$$

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 6, 7 \dots) - \text{Pfunda spektral seriyasi}. \quad (15.2.6)$$

Yuqorida keltirilgan Layman, Balmer, Pashen, Breket, Pfunda spektral seriyalarining empirik formulalaridan kelib chiqib vodorod atomi uchun **spektrlar seriyalarning Balmer umumlashgan formulasini** quyidagicha ifodalash mumkin bo'ladi:

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (15.2.7)$$

bu yerda $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \dots$ har qaysi dastlabki spektral seriyada o'zining doimiy miqdoriga ega; n – bir qator butun sonlar bo'lib m – dan bir raqamga ortgan butun songa teng deb qabul qilingan $m = (n - 1)$.

Formula (15.2.7) Balmerning umumlashgan formulasi deb nomlanadi.

De-Broyl gipotezasi. Zarralarning to'lqin xususiyatlari.

1924-yilda Lui de-Broyl "to'lqin-zarracha" dualizmi bilan bog'liq bo'lgan qiyinchiliklarni bartaraf etishga urinib ko'rdi. Dualizm faqat

birgina optik hodisalarning xususiyati bo'lmagan, balki universal ahamiyatga egadir, degan gipotezani oldinga surdi.

Lui de-Broyl g'oyasi, mexanika va optika orasidagi o'xshashlikni kengaytirdi hamda to'lqin optikasi bilan atomning ichki elektronlari harakatlariga qo'llaniladigan to'lqin mexanikasini ishlab chiqdi va natijalarni taqqosladi.

Shu yo'sinda Lui de-Broyl moddiy "zarrachalar" korpuskulyar (zarracha) xossalari bilan bir qatorda to'lqin xossalari ega bo'ladi, deb faraz qildi, to'lqin yoki korpuskulyar manzaralarning biridan ikkinchisiga o'tish qoidalarini moddiy "zarrachalar" ga tadbiq etdi.

Masalan, ν -tezlik bilan tekis (tashqi maydon bo'lmagan) harakatlanayotgan m -massali moddiy "zarracha"-elektron mavjud bo'lsin. Korpuskulyar manzarada zarracha E -energiya va p -impulsi bilan xarakterlansin. Zarracha to'lqin manzarasida ν -chastota va λ -to'lqin uzunlik bilan xarakterlansin. Agar bu ikki manzara bitta ob'ektning turli jihatlari bo'lsa, bu holda ularni xarakterlovchi kattaliklar orasidagi bog'lanish quyidagi ifodalarning munosobatlari orqali aniqlanishi mumkin:

$$- \text{munosobatlardan } mc^2 = h\nu, \quad p = mc = \frac{h\nu}{c} = \left| \nu = \frac{c}{\lambda} \right| = \frac{h}{\lambda};$$

$$- \text{korpuskulyar manzarada } E = mc^2 \text{ ba } p = mc; \quad (15.2.8)$$

$$- \text{to'lqin manzarada } E = h\nu \text{ ba } p = \frac{h}{\lambda}. \quad (15.2.9)$$

Fotonning tinchlikdagi massasi nolga teng $m_0 = 0$ bo'lsin, *agar foton yorug'lik tezligi bilan harakatlanayotgan bo'lsa unda u foton zarrachasi deb qaraladi*. Lui de-Broylning fikricha, foton moddiy zarracha bo'lib unga to'g'ri keluvchi yassi monoxromatik to'lqinning to'lqin uzunligi quyidagicha: $\lambda = \frac{h}{p}$, (to'lqin uzunlikning zarracha impulsi bilan ifodalanishi). Bu ifoda **Lui de-Broyl to'lqin uzunligi deb nomlanadi**. Tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lmagan $m_0 \neq 0$ zarrachalar uchun impuls:

$$p = m\nu = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\nu^2}{c^2}}} \nu. \quad (15.2.10)$$

Agar "zarracha" impulsini p , uning to'lqin uzunligini λ bilan va to'lqin uzunlikni esa to'lqin soni k bilan ifodalasak unda $p = \frac{h}{\lambda}, k = \frac{1}{\lambda}$,

$p = \hbar k$ ekanligi ma'lum bo'ladi, bundan kelib chiqib "zarracha" impulsini uch koordinata o'qi bo'yicha quyidagicha ifolab bo'ladi:

$$p_x = \hbar k_x, p_y = \hbar k_y, p_z = \hbar k_z. \quad (15.2.11)$$

Demak, yuqoridagi fikrlardan kelib chiqib zarrachalarning harakatini to'lqin fizikasidan ma'lum bo'lgan to'lqin tenglamasi bilan ifodalasa bo'lar ekan. Erkin zarrachalar harakatini yassi to'lqin tenglamasi ko'rinishida quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\psi = A e^{2\pi i(kr - \nu t)} = A e^{\frac{2\pi i}{h}(p_x x + p_y y + p_z z - Et)} \quad (15.2.16)$$

($p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k, k = \frac{p}{\hbar}, \nu = \frac{E}{h}$ ifodalardan foydalanilgan holda)

bu yerda, m - zarracha massasi, k - to'lqin soni, r - zarracha harakatlanadigan yo'nalish bo'yicha radius vektor, x, y, z - koordinata o'qlari, i - kompleks son, ν - to'lqin chastotasi, t - to'lqinning tebranish vaqti, p - to'lqinning (zarrachaning) impuls, E - to'lqin energiyasi.

De-Broyl to'lqinining fazaviy va guruh tezliklari. Moddiy zarrachalar to'lqin tabiatiga ega bo'lishi bilan ularning fazaviy tezliklari ham mavjud bo'ladi:

$$c' = \frac{v}{k} = \frac{h\nu}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{m\nu} = \frac{c^2}{\nu}. \quad (15.2.17)$$

"Zarra"larning guruh tezligi esa quyidagicha aniqlanadi:

$$g = \frac{d\nu}{dk} = \frac{d(h\nu)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp} = v. \quad (15.2.18)$$

"Zarra" energiyasining o'zgarishini molekulyar fizika kursidan kelib chiqqan holda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$dE = F ds, \quad (15.2.19)$$

Bu yerda F - porshen ostida zarralardan tashkil topgan gazga qo'yilgan bosim kuchi (kuch impuls $dp = F dt$, $F = \frac{dp}{dt}$); ds - porshen yuzasi. Ifoda (15.2.19) dagi zarracha energiyasini quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$dE = \frac{dp}{dt} ds = dp \cdot v. \quad (15.2.20)$$

Ifoda (15.2.20) dan $v = \frac{dE}{dp} = g$ deb belgilasak bo'ladi.

Zarrachalar tezliklari v va impuls p ning yo'nalishlari bir xil bo'lganligi uchun ularning Lui de-Broyl to'lqinlari guruh tezliklari "zarra"lar tezliklariga teng bo'ladi $g = v$.

Tinch holatda massasi nolga teng bo'lgan "zarra"lar uchun ularning nurlanish chastotasi nolga teng bo'ladi $\nu_0 = 0$. Eenergiya bilan impuls orasidagi munosabatning dispersiyasini quyidagi tenglama bilan ifodalash mumkin:

$$\frac{E^2}{c^2} = m_0^2 c^4 + p^2, \quad (15.2.21)$$

bu yerda $E = h\nu$, $p = hk$, ekanligini e'tiborga olsak, unda (15.2.21) tenglama quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{h^2 \nu^2}{c^2} = m_0^2 c^4 + h^2 k^2. \quad (15.2.22)$$

Tenglama (15.2.22) ikki tomonini h^2 ga bo'lib chiqamiz:

$$\frac{h^2 \nu^2}{h^2 c^2} = \frac{m_0^2 c^4}{h^2} + \frac{h^2 k^2}{h^2}. \quad (15.2.23)$$

Tenglama (15.2.23) ning o'ng tomoni birinchi hadini quyidagi ifoda bilan almashtiramiz $\frac{m_0^2 c^4}{h^2} = \nu_0^2$:

$$\frac{\nu^2}{c^2} = \nu_0^2 + k^2. \quad (15.2.24)$$

Tenglama (15.2.24) elektromagnit to'lqinlar uchun *to'lqin tenglamasi* deb nomlanadi. Agar tinch holatdagi "zarra"ning massasi nolga teng bo'lsa, unda to'lqin tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\nu^2}{c^2} = k^2. \quad (15.2.25)$$

Vodorod va vodorodsimon atomlar elektronlarining stasionar doiraviy orbitalarini tanlash unda quyidagi shartdan foydalaniladi, a -orbita radiusi bo'lsa, unda:

$$m v r = n \frac{h}{2\pi}, \quad \text{ёки} \quad 2\pi r = n \frac{h}{m v} = n \lambda_{\text{Broyl}}. \quad (15.2.26)$$

Bu yerda $\frac{h}{m v}$ - De-Broyl to'qini uzunligi λ_{Broyl} , (15.2.26) tenglamadan atomning stasionar orbitasi uzunligini $2\pi r = n \lambda_{\text{Broyl}}$ belgilab De-Broyl to'qini butun songa karrali (teng) bo'lishini aniqlash mumkin.

De-Broyl to'lqinlari o'zining zamondosh olimlari tajribalarida tez vaqt oraliqlarda tasdiqlandi. Elektronlar, protonlar va hatto atomlar dastasi xuddi yorug'lik va rentgen nurlari singari to'lqin tabiatiga ega

ekanligini ularda interferensiya hodisalarining vujudga kelishini tasdiqladi.

3. To'lqin funksiyasi. Shredingerning umumiy hamda statsionar holatlar uchun tenglamalari. Vodorod atomining kvant mexanikasidagi talqini.

To'lqin funksiyasi va uning xususiyatlari. XX asrning boshlarida kvant nazariyasi rivojlanishning yangi bosqich etapiga - mikrozaralar harakatining to'lqin xususiyatlarini hisobga olgan holda qonunlarni ifodalaydigan kvant mexanikasiga o'tdi. 1900 yilda M.Plankning kvant gipotezasi, XX asrgacha avstriyalik fizik Ervin Shredinger (1887-1961), nemis fizigi V.Geyzenberg va ingliz fiziki P.Diraklarning ishlari kvant mexanikasi bilan bog'liq bo'lib qoldi.

Bu davrlarda de-Broyl to'lqinlarining fizik tabiati muammosi tug'ilib qolgan edi. Bu muammolarni yorug'lik to'lqinlari va mikrozaralarning difraksiya hodisalarini solishtirib, tahlil qilishga to'g'ri keladi:

- foton nazariyasi nuqtai nazaridan qaraganda, yorug'lik intensivligi difraksion manzaraning biror bir nuqtasiga tushgan foton sonlari bilan aniqlandi;

- difraksion manzaraga tushgan fotonlar soni yorug'lik to'lqinlari amplitudasi kvadrati bilan aniqlandi;

- bir foton uchun amplituda kvadrati u yoki bu nuqtaga fotonning tushish ehtimolligi bilan aniqlanadi.

Mikrozarrachalar uchun ko'rinadigan difraksion manzara, xuddi fotonlarga o'xshash turli yo'nalishlarda sochilgan yoki qaytgan mikrozarachalar oqimining turlicha taqsimlanishi bilan xarakterlanadi, ya'ni bir yo'nalishdan boshqa bir yo'nalishga nisbatan ko'proq zarralarni qayt qilish ekranda kuzatiladi. To'lqin nuqtai nazaridan birinchidan difraksion maksimum bo'lishi bu yo'nalishda, De-Broyl to'lqinlari intensivligining kattaligini ifodalaydi, ikkinchidan qayerda zarralar ko'p bo'lsa o'sha yerda De-Broyl to'lqinlar ko'p bo'ladi, ya'ni de-Broyl to'lqinlar intensivligi o'sha nuqtaga tushgan zarralar sonini aniqlaydi.

Demak, mikrozarachalar uchun difraksion manzara statistik (ehtimollik) qonuniylikda ekanligini ko'rsatdi, bu qonunga asosan, zarralar De-Broyl to'lqinlarining intensivligi katta bo'lgan joyga tushadi.

Nemis fizigi M.Born (1882-1970) 1926 - yilda shunday faraz qildi: ehtimollik to'liq qonuniga asosan o'zgarmaydi, balki qandaydir fizik kattalik to'liq qonuniga asosan o'zgaradi, bu kattalikni to'liq funksiyasining ehtimollik amplitudasi deb nomlashadi va $\psi = (x, y, z, t)$ bilan ifodalashadi. Bu fizik kattalikni boshqacha qilib to'liq funksiyasi deb aytishadi. Ehtimollik amplitudasi kompleksli kattalik ham bo'lishi mumkin.

Mikrozarracha fazoning biror bir nuqtasida va biror bir vaqtda bo'lish ehtimolligi W , ehtimollik amplitudasi moduli kvadratiga mutanosib bo'ladi:

$$W = |\psi(x, y, z, t)|^2. \quad (15.3.1)$$

Mikrozarrachaning holatini to'liq funksiyasi bilan ifodalash statistik yoki ehtimollik xarakterga ega; to'liq funksiyasi amplituda modulining kvadrati (de-Broyl to'liqini amplitudasi moduli kvadrati) zarracha holatining vaqtda fazoning $x + dx, y + dy, z + dz$ koordinatali maydonida zarrachaning topilish ehtimolligini belgilaydi.

Demak, kvant mexanikasida mikrozarrachalar holati to'liq funksiyasi bilan yozilishi mumkin. To'liq funksiyasi korpuskulyar va to'liq xossalari to'g'risida asosiy axborot olib o'tuvchi vosita bo'lib hisoblanadi.

Fazoda dV hajm elementida mikrozarrachaning dW topilish ehtimolligi:

$$dW = |\psi|^2 \cdot dV, \quad (15.3.2)$$

bundan to'liq amplituda kvadrati esa quyidagicha aniqlanadi:

$$|\psi|^2 = \frac{dW}{dV},$$

bu yerda $|\psi|^2$ - ehtimollik zichligi ma'nosini anglatadigan ifoda, $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$.

Funksiya $\psi^* - \psi$ bilan kompleks-bog'langan funksiya ψ^2 - de-Broyl to'liqining intensivligini belgilaydi.

Vaqtning t momentida dV hajmda mikrozarrachaning bo'lish ehtimolliklari qo'shish teoremasiga asosan quyidagicha topiladi:

$$W = \int_V dW = \int_V |\psi|^2 dV. \quad (15.3.3)$$

Ehtimollikning normalashtirish sharti, bu zarrachaning tekshirilayotgan holatda bo'lish vaqti va fazoda haqiqatda bor bo'lishidan dalolat beradi.

Faraz qilaylik tasodifiy fizik kattalik x berilgan bo'lsin, buning ehtimollik zichligi:

$$\psi(x) \geq 0, \text{ bo'lganda } \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) dx = 1. \quad (15.3.4)$$

(15.3.4) tenglik *ehtimollik zichligining normalashtirish sharti* deb qabul qilingan.

Agar funksiya $\psi(x)$ uzluksiz bo'lsa, unda Δx aniqlikning kichik qiymatida, ya'ni, x dan Δx gacha oraliqdagi ehtimollik zichligini taxminan $\psi(x) \cdot \Delta x$ ko'paytma bilan aniqlasa bo'ladi.

To'lqin funksiyasi obyektiv xarakterga ega bo'lishi uchun bir qator chegaralangan shartlarni qanoatlantirishi zarur:

-fazoning hajm elementida mikrozarrachalar ta'sirini sezish ehtimolligini xarakterlash uchun funksiya chekli bo'lishi zarur, lekin ehtimollik birdan katta bo'lishi mumkin emas;

-funksiya uzluksiz bo'lishi uchun ehtimollik zichligi sakrab sakrab o'zgarmasligi zarur.

To'lqin funksiyasi superpotzisiya prinsipini qanoatlantiradi:

-agar qandaydir tizim turli holatlardagi fizik kattaliklardan tashkil topgan bo'lsa va ψ -funksiya $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ to'lqin funksiyalar bilan belgilansa, unda fazoda sistemaning ψ holati $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ keltirilgan funksiyalarning chiziqli kombinatsiyalari bilan ifodalash mumkin bo'ladi:

$$\psi = \sum C_n \psi_n, \quad (15.3.5)$$

bu yerda C_n ($n=1,2,\dots$) bir necha kompleksli sonlar.

Kvant mexanikasida to'lqin funksiyasini bilgan holda fizik kattaliklarning o'rtacha miqdorini hisoblash mumkin, unda fizik kattalikning o'rtacha qiymati keltirilgan mikroob'ektni xarakterlaydi. Masalan, elektronni yadrodan uzoqligining o'rtacha qiymatini quyidagi formula bilan ifodalash mumkin:

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV. \quad (15.3.6)$$

Yuqorda bayon etilganlarga asosan, ma'lum bo'lishicha mikrozarrachalarda korpuskulyar-to'lqinli dualizm xususiyat mavjud. Xususiyl holda, tajribalar asosida topilgan, elektronlarning faqatgina korpuskulyar xossalari emas, balki to'lqin xossalari (elektronning difraksiyasi, interferensiyasi, tunnel effekti) qayt qilingan.

Harakatlanuvchi elektronning holatini to'lqin jarayoni deb bilib, uni to'lqin deb tassavvur etish mumkin, bu to'lqinning esa o'ziga xos bir nechta kattaliklari, jumladan oddiy to'lqin jarayoniga o'xshash amplitudasi bilan xarakterlash mumkin bo'ladi. Bu kattalikni ko'pchilik paytda ψ - harfi bilan ifodalashadi va *to'lqin funksiyasi deb nomlashadi*. Oddiy to'lqin jarayonining amplitudasiga o'xshash to'lqin funksiyasi musbat va manfiy qiymatlar qabul qiladi hamda nolga teng bo'lishi mumkin. Odatdagi amplitudan farqli to'lqin funksiyasi kompleks sonlarni ham qabul qiladi.

Mumtoz mexanikadagi I.Nyutonning ikkinchi qonuniga o'xshash to'lqin funksiyasi kvant mexanikasining asosiy qonuni hisoblangan E.Shredinger tomonidan $\psi(x, y, z, t)$ topilgan *to'lqin tenglamasi* yordamida ifodalanishi mumkin.

Aytish joizki, atom tarkibidagi elektronning har bir mumkin bo'lgan holati *kvant sonlari* bilan aniqlanadi n, l, m_l, m_s harflari bilan aniqlanadi va to'lqin funksiyasi ψ_{n, l, m_l, m_s} - bilan ifodalanadi.

Mumtoz mexanikada va Bor nazariyasida mikrozarachalar (masalan, elektron) aniq chiziqli trayektoriyaga ega va bu trayektoriyada elektronning koordinatasi va impulsini topish mumkin bo'ladi. Kvant mexanikasida esa fazoning kichik bir ΔV hajmida joylashgan mikrozarachaning bo'lish ehtimolligi to'g'risida darak berish mumkin bo'ladi.

Ma'lum bo'lishicha atomning ΔV hajmda mikrozarachani (elektronni) qayt qilish ehtimoli $\psi^2 \Delta V$ ko'paytma bilan aniqlanadi. Bu ko'paytmani ΔV ga bo'lgan holda, ψ^2 kattalikni *fazoning berilgan sohasida elektronning bo'lish ehtimoli zichligi* deb qarash mumkin bo'ladi. Agar to'lqin funksiyasi kompleks kattalik bo'lsa, uning kvadrati deb kvadrat moduli $|\psi^2|$ qabul qilinadi, bu kattalik doimo haqiqiy musbat son bo'ladi.

Agar ψ - to'lqin funksiyasi vaqt bo'yicha o'zgarsa, unda fazoning u yoki bu sohasida elektronning bo'lish ehtimoli ham o'zgaradi. Bunday holda elektron o'zining tarkibini mutlaqo o'zgartirmaydi va uni ko'p hollarda nuqtaviy zaryad deb qarashadi.

Yuqorida bayon etilganlarga asosan, mikrozarachalar kvant mexanikasida o'zlarining trayektoriyalari bilan emas, balki ψ -

funksiyalari bilan tasvirlanadi, unda ψ -funksiyalar konkret fizik masalaga bog'liq bo'ladi.

Bundan tashqari fazodagi mikrozarrachalar taqsimlanishini koordinatalar orqali ψ -funktziya tasvirlasa, xuddi shunday mikrozarrachalar taqsimlanishini ularning impulslari orqali ψ -funktziya tasvirlaydi. Mikrozarrachaning kinetik energiyasi, impuls momenti va boshqa kattaliklari uning to'liqin funksiyasi bilan tasvirlanishi mumkin. O'z navbatida zarrachaning kinetik energiyasi T uning impulsi p son qiymati bilan beriladi, impuls momentini tasvirlash uchun esa koordinatasi r va impulsining vektorli ko'paytmasini topish kerak bo'ladi. Shunday qilib ψ -funktziyaning vazifasi faqatgina zarrachaning holatini tasvirlamasdan, balki uning barcha dinamik xarakteristikalarini ham tasvirlashdan iborat bo'ladi. Shuning uchun ham ψ -funktziyaning tasvirlash va izohlab berish vazifasi kvant mexanikasining asosiy muammolaridan bo'lib qolgan.

E.Shredinger tenglamasi. Stasionar va nostasionar holatlar. Ehtimollik zichligi. De-Broyl to'liqinining statistik talqini va Geyzenbergning noaniqlik munosobati shunday xulosaga olib keldiki, turli kuchli maydonda mikrozarrachalarning harakati kvant mexanikasida ma'lum bir tenglama bilan ifodalanishi mumkin. Asosiy tenglama esa to'liqin funksiyasiga $\psi(x, y, z, t)$ nisbatan yozilishi kerak, aynan shu tenglama yoki aniqroq aytganda $|\psi|^2$ kattalik t vaqt momentida fazoning hajmda zarrachaning bo'lish ehtimolligini aniqlaydi. Topiladigan tenglama mikrozarrachalarning to'liqin xossasini hisobga olishi zarur yoki u to'liqin tenglamasi bo'lishi kerak.

Norelyativistik kvant mexanikasining asosiy tenglamasi 1926 - yilda E.Shredinger tomonidan shakllantirilgan. E.Shredinger tenglamasi fizikadagi barcha asosiy tenglamalarga o'xshash (masalan, klassik mexanikadagi Nyuton tenglamasi, elektr maydonda Maksvel tenglamalari) isbotlanmaydi, balkim postulat sifatida qabul qilingan.

E.Shredinger tenglamasining to'g'riligi tajriba natijalari bilan tasdiqlagan, tenglama esa o'z navbatida ko'rilayotgan qandaydir tizimga, ayniqsa, mikrozarrachalardan tuzilgan tizimga tabiat qonuni xarakterini beradi.

De-Broylning yassi to'liqin tenglamasini quyidagicha ifodalash qabul qilingan:

$$\psi = Ae^{2\pi i(kr - \omega t)} = Ae^{\frac{2\pi i}{h}(pr - Et)} = Ae^{i(kr - \omega t)}. \quad (15.3.7)$$

Tenglama (15.3.7) *aniq yo'nalishda, aniq impuls bilan erkin va tekis harakatlanayotgan zarrachaga ta'luqli to'lqin tenglamasi* deb qabul qilingan.

Aytish joizki, mikrozarra, hattoki, kuchli maydonining erkin fazosida murakkab to'lqin funksiyasi bilan aniqlanadigan boshqa harakatlarda ham bo'lishi mumkin. To'lqin mexanikasining asosiy masalalaridan biri bu turli sharoitdagi fizik kattaliklarga bog'liq bo'lgan to'lqin funksiyasini aniqlashdir. Bunday masalalarni yechish uchun E.Shredinger tomonidan topilgan to'lqin tenglamasi xizmat qildi.

Qaralayotgan mikrozarxalarning tezligi vakuumdagi yorug'lik tezligiga nisbatan sekinroq bo'lgan zarrachalardir, ularning holatini ifodalaydigan tenglamalar norelyativistik kvant mexanikasining asosiy va umumiy ko'rinishdagi tenglamasi bo'lib hisoblanadi, bu tenglamaga boshlang'ich shartlar qo'yilgan bo'ladi.

E.Shredinger tenglamasiga universal doimiyliklar, masalan, Plank doimiysi, zarra massasi, impulsi kirishi mumkin, lekin ularning miqdorlarining aniqlanishi shart emas. Bunday tenglamalar ψ - to'lqini tenglamasiga nisbatan chiziqli va bir jinsli bo'lishi zarur.

E.Shredinger tenglamasini topishda shuni e'tiborga olish kerakki, tenglamaning yechimi erkin fazoda de-Broyl yassi to'lqini bo'lishi zarur:

$$\psi = Ae^{i(kr - \omega t)} = Ae^{i(kx + ky + kz - \omega t)}. \quad (15.3.8)$$

bu yerda i - kompleks son, k - to'lqin soni, ω - to'lqin chastotasi, r - mikrozarxaning Dekart koordinata boshidan fazoda turgan nuqtasigacha bo'lgan radius vektor (r - radius vektorini koordinata o'qlaridagi koordinatalari x, y, z bilan almashtirish mumkin), t - to'lqinning tebranish vaqti, A - to'lqin amplitudasi.

Mikrozarxaning holatini ifodalaydigan to'lqin tenglamasini bir marta vaqt bo'yicha va ikki marta koordinatalar bo'yicha differensiallaymiz ($\omega = \frac{E}{\hbar}$ munosabatni e'tiborga olgan holda):

-(15.3.8) tenglamani t - vaqt bo'yicha birinchi tartibli differensiallaymiz:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i\omega\psi = -i\frac{E}{\hbar}\psi, \quad (15.3.9)$$

tenglama (15.3.9) erkin fazoda doimiy kinetik energiyaga ega bo'lgan mikrozarrachaning harakatini ifodalaydi.

Fazodagi tenglama (15.3.9) dan to'lqin chastotasi aniqlanadi:

$$\omega = -\frac{1}{i\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (15.3.10)$$

(15.3.10) tenglamani fazoning uchta koordinatalari bo'yicha birinchi tartibli differensiallaymiz:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = ik_x \psi, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = ik_y \psi, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = ik_z \psi. \quad (15.3.11)$$

($i = \sqrt{-1}$) va ($k = \frac{p}{h}$) ni e'tiborga olgan holda (15.3.11) tenglamani fazoning uchta koordinatalari bo'yicha ikkinchi tartibli differensiallaymiz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} &= \nabla^2 \psi = i^2 k_x^2 \psi = -k_x^2 \psi = -\frac{p_x^2}{h^2} \psi, \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} &= \nabla^2 \psi = -k_y^2 \psi = -\frac{p_y^2}{h^2} \psi, \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} &= \nabla^2 \psi = -k_z^2 \psi = -\frac{p_z^2}{h^2} \psi. \end{aligned} \quad (15.3.16)$$

Tenglamalar sistemasi (15.3.16) berilgan mikrozarrachaning doimiy p impulsli harakatini ifodalaydi.

Tenglamalar sistemasi (15.3.16) dan koordinata o'qlaridagi to'lqin sonlari kvadratini quyidagicha aniqlash mumkin bo'ladi:

$$k_x^2 = -\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}, \quad k_y^2 = -\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}, \quad k_z^2 = -\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}, \quad (15.3.17)$$

Norelyativistik mexanikada mikrozarrachalar energiyasi bilan uning impulsi orasidagi bog'lanish quyidagicha edi:

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} (h^2 k^2) = \frac{h^2}{2m} k^2, \quad (15.3.18)$$

mikrozarracha energiyasi esa:

$$\varepsilon = \omega \hbar. \quad (15.3.19)$$

Mikrozarrachalar to'lqinlari uchun tebranish chastotalari (15.3.14) va ularning energiyalaridan (15.3.19) quyidagi tenglikka ega bo'lish mumkin bo'ladi:

$$\frac{h^2}{2m} k^2 = \omega \hbar, \quad \omega = \frac{h}{2m} k^2. \quad (15.3.20)$$

To'lqin chastotasining (6.2.10) ko'rinishidagi ifodasini norelyativistik yaqinlashishda *de-Broyl to'lqini dispersiyasi qonunining matematik ko'rinishi* deb qabul qilish mumkin bo'ladi.

Mikrozarracha to'lqini chastotasining ω (15.3.20) ifodasidagi to'lqin soni k o'rniga (15.3.17) ifodadagi qiymatlarini qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\omega = \frac{h}{2m} k^2 = \frac{h}{2m} \left(-\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right). \quad (15.3.21)$$

Ifodalar (15.3.16) bilan (15.3.21) larni tenglashtiramiz va quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$-\frac{1}{i\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{h}{2m} \left(-\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right). \quad (15.3.22)$$

Tenglik (15.3.22) ning chap tomon hadining surat va maxrajini kompleks soniga i ga ko'paytiramiz, chap va o'ng tomon hadlarini h ga ko'paytirib quyidagi ko'rinishdagi tenglikka ega bo'lamiz ($i^2 = (\sqrt{-1})^2 = -1$ ni e'tiborga olgan holda):

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi. \quad (15.3.23)$$

Tenglama (15.3.23) induvidual parametrlarni o'z ichiga olmaydigan va E.Shredinger tenglamasiga qo'yilgan shartga bo'ysunadigan tenglama bo'ladi. Tenglama (15.3.23) postulat sifatida qabul qilingan va erkin fazoda barcha mikrozarrachalarning ixtiyoriy harakati uchun to'g'ri keladigan tenglama deb qabul qilingan.

Shunday qilib (15.3.23) tenglama *kuchli maydon bo'lmaganda, ya'ni izolyatsiyalangan tizimda (izolyatsiyalangan fizik tizim-tashqi muhit bilan aloqasi juda kuchsiz bo'lgan tizim, kuchsiz ta'sirni hisobga olmasak ham bo'ladi) E.Shredingerning bir jinsli chiziqli tenglamasi deb qabul qilinadi.*

Mikrozarrachalarning kuchli maydonda harakati uchun (15.3.23) tenglamani umumlashtiramiz. Mumtoz fizikadagidek kuchli maydon potensialini, potensial funksiya yoki potensial energiya bilan xarakterlaymiz $-U(r)$. Ma'lumki ifoda $\frac{h}{2m}$ energiya o'lchamiga ega,

demak $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$ va $U(r)\psi$ ifodalar ham energiya o'lchamiga ega bo'ladi.

Shuning uchun (15.3.23) tenglamaning o'ng tomoniga $U(r)\psi$ hadni qo'shgan bilan tenglamaning o'lchami o'zgarmaydi va quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(r)\psi. \quad (15.3.24)$$

Tenglama (15.3.24) *kuchli potentsial maydonda mikrozarachalar harakati uchun E.Shredingerning vaqtinchalik yoki umumlashgan tenglamasi deb qabul qilingan.*

Agar kuchli potentsial energiyali U maydonda mikrozaracha harakat qilsa, unda uning to'la E energiyasi mikrozarachaning kinetik va potentsial energiyalari yig'indisi bilan aniqlanadi. Energiya ε bilan impuls p orasidagi bog'lanishni qo'llab ushbu holat uchun $\frac{p^2}{2m} = E - U$ deb qabul qilish mumkin bo'ladi.

Mikrodunyoda yuz beradigan ko'pgina fizik hodisalarda ψ funktsiyaning t vaqt momentiga bog'liqligini yo'qotish bilan E.Shredinger tenglamasini soddalashtirish mumkin bo'ladi.

Harakatlanayotgan mikrozaracha kuchli maydonda statsionar bo'lsin, ya'ni $U = U(x, y, z, t)$ funktsiya potentsial energiya ma'nosiga ega bo'lishiga qaramasdan vaqtga bog'liq bo'lmasa, bunday holat statsionar holat bo'ladi. Kvant mexanikasida statsionar holat, bu barcha kuzatiladigan fizik parametrlar vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Lekin ψ to'lqin funktsiyasining o'zi esa fizik parametrlarga ta'luqli bo'lmaydi. Bu funktsiya jiddiy kuzatilmaydigan funktsiya bo'ladi. Kvant mexanikasining qoidasiga asosan ψ to'lqin funktsiyasidan hosil bo'lgan faqatgina kuzatiladigan fizik parametrlargina vaqt bo'yicha o'zgarmasligi kerak.

Statsionar holatda ω -chastota doimiy, $\psi(r)$ -funktsiya esa vaqtga bog'liq bo'lmasligi aniq bo'lsa, unda E.Shredinger tenglamasining echimi ikkita funktsiya ko'paytmasi ko'rinishida $\psi(r, t) = \psi(r) \cdot e^{-i\omega t}$ beriladi, biri koordinatalar funktsiyasi $\psi(r) = \psi(x, y, z)$ ko'rinishida, ikkinchisi esa vaqt funktsiyasi ko'rinishida $\psi(t) = e^{-i\omega t} = e^{-i(\frac{E}{\hbar})t}$ bo'ladi. Erkin fazoda mikrozaracha uchun de-Broyl yassi to'lqin shaklini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin bo'ladi:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-i\omega t} = \psi(x, y, z) \cdot e^{-i(\frac{E}{\hbar})t}, \quad (15.3.25)$$

bu yerda statsionar maydonda zarrachaning to'la energiyasi o'garmas kattalikka ega bo'ladi. (15.3.25) ifodani vaqt bo'yicha birinchi tartibli differentsiallab E.Shredingerning (15.3.24) tenglamasi chap

tomonidagi $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ ning o'rniga uning qiymatini qo'yib hamda $i^2 = (\sqrt{-1})^2 = -1$ ni e'tiborga olgan holda quyidagi tenglamaga ega bo'lish mumkin:

$$\hbar \omega \psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(r) \psi \right] = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r) \right] \psi. \quad (15.3.26)$$

Yorug'lik kvantlariga o'xshash gipotezani qo'llaymiz, shuning uchun $-\hbar \omega$ kattalik statsionar holatda mikrozarrahaning to'la energiyasini ifodalaydi. Bulardan kelib chiqib mikrozarracha energiyasi uchun *statsionar holatda (kvant mexanikasida statsionar holat-energiyasi o'zgarmaydigan holat) E.Shredinger tenglamasi* quyidagicha ifodalanadi:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r) \right] \psi = \varepsilon \psi, \quad \text{yoki} \quad \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r) \right] = \varepsilon \quad (15.3.27)$$

Tenglama (15.3.27) statsionar holatlar uchun E.Shredinger tenglamasi deyiladi va u superpozitsiya prinsipini qanoatlantiradi. Aytish joizki, turli energiyali statsionar holatlar superpozitsiyasi endi E statsionar holat bo'lmaydi.

Tenglama (15.3.27) ko'rilyotgan tizim energiyasining kvantlanish muammosini to'la yechadi. Buning uchun tizim energiyasini statsionar holatda deb tushunish kerak bo'ladi.

Kuchning potensial maydonida zarrachaning bir o'lchamli holati quyidagicha tushuntiriladi. Faraz qilamiz, zarracha x o'qi bo'yicha harakat qilsin, potensial funksiya $U(x)$ simmetrik shakldagi chekli "potensial o'raga" ega bo'lsin. Funksiya $U(x)$ $x = \pm \infty$ shartni qanoatlantirganda ham bir xil miqdorga ega bo'lsin. Shunday qilib, taxmin qilinadikim, $U(x)$ barcha qismlarda manfiy qiymatga ega va $x = \pm \infty$ chegarada nolga ega bo'ladi. Bir o'lchamli Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (\varepsilon - U) \psi = 0. \quad (15.3.28)$$

(15.3.28) tenglama *nostatsionar holatlar uchun E.Shredinger tenglamasi* deyiladi. Tenglamaning yechimi energiyaning xususiy qiymatlariga qaratilgan bo'lsa ularni *xususiy funksiyalar* deb atashadi. ε ning xususiy qiymatlari uzluksiz va diskret qatorlar hosil qilishi mumkin. Birinchi holatda *uzluksiz yoki tutash spektr* to'g'risida va ikkinchi holatda esa diskret spektr to'g'risida gapirish mumkin bo'ladi.

Statsionar holatda barcha Real fizik kattaliklar doimiy qoladi, shuning uchun Real fizik hodisalar bo'ladigan holatni ifodalaydigan to'liq funksiyasi albatta nostatsionar bo'ladi.

Bundan kelib chiqib, oddiy nostatsionar holatni quyidagi tenglama bilan ifodalash mumkin:

$$\psi = \psi_1 + \psi_2, \quad (15.3.29)$$

Bunday holatni ikki statsionar holatlar bilan tasavvur etish mumkin:

$$\psi_1 = \psi_1(r) \cdot e^{-i\omega_1 t} \quad \text{va} \quad \psi_2 = \psi_2(r) \cdot e^{-i\omega_2 t}, \quad (15.3.30)$$

ψ_1 va ψ_2 funksiyalar o'rtasida fazalar farqini e'tiborga olamiz. Buning uchun $\psi_1 = |\psi_1|e^{-i\delta_1}$, $\psi_2 = |\psi_2|e^{-i\delta_2}$, bu erdagi δ_1 va δ_2 – moddiy kattaliklar bo'lsin. Unda quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\rho = (|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2) + 2|\psi_1| \cdot |\psi_2| \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + (\delta_2 - \delta_1)]. \quad (15.3.31)$$

Tenglama (15.3.31) $\psi = \psi_1 + \psi_2$, *zarracha holatining ehtimollik zichligi bo'ladi*. Bu tenglama (15.3.31) doimiy had $(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)$ va interferension hadi $2|\psi_1| \cdot |\psi_2| \cos(\omega_2 t + (\delta_2 - \delta_1))$ ga ega bo'lgan, borning chastotasiga ega bo'lgan $\omega_{12} = \omega_2 - \omega_1 = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{h}$ garmonik tebranish bo'ladi.

To'la ehtimollik zichligining (ρ) maksimum qiymat $(|\psi_1| + |\psi_2|)^2$ dan minimum qiymat $(|\psi_1| - |\psi_2|)^2$ gacha o'zgarishi mumkin. *Tenglama (15.3.31) Bor chastotasi bilan otselatsiyalangan hadga ega bo'lganligi sababli* shunday fikrga olib keladi: *xuddi shunday chastota bilan yorug'lik nurlaydi*. Haqiqatdan ham, agar mikrozarracha zaryadi e bo'lsa, unda fazoda $e\rho$ elektr zaryadning ehtimollik zichligi bo'ladi. Agar uning ehtimolligi bo'lmasdan oddiy zaryad zichligi bo'lsa edi, unda vaqt bo'yicha davriy tebranadigan mumtoz holat bo'lar edi. Mumtoz tasavvurlarga ko'ra bunday zaryad nurlanishi kerak edi. Xuddi shunday hodisa kvant holatida, ya'ni zaryad zichligi uning ehtimolligi bilan almashtirilganda nurlanish beradi.

4. Kvant sonlari. Elektronning spini. Spin kvant soni. Shtern – Gerlax tajribasi. Pauli prinsipi.

Atom elektronlari Markaziy elektr maydonda harakat qiladi va nolga teng va nolga teng bo'lmagan burchakli momentga ega. Elektronning burchakli momenti kvantlanadi:

$$M^2 = \hbar^2 l(l+1), \quad l = 0, 1, 2, \dots, \quad (15.4.1)$$

$$l_z = \hbar m_l, \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l, \quad (15.4.2)$$

bu yerda M – orbital burchakli moment; l – orbital kvant soni. Bor nazariyasiga asosan m_l – magnit kvant soni.

Atom fizikasida atom elektroni atomdagi holatlarining quyidagi klassifikatsiyasi mavjud:

$l=0$ elektronning holati s – holatda deb qabul qilingan;

$l=1$ elektronning holati p – holatda deb qabul qilingan;

$l=2$ elektronning holati d – holatda deb qabul qilingan;

$l=3$ elektronning holati f – holatda deb qabul qilingan;

$l=4$ elektronning holati g – holatda deb qabul qilingan;

$l=5$ elektronning holati h – holatda deb qabul qilingan; va h.k.

Vodorod atomi uchun E.Shredinger tenglamasini yechishda sferik-simmetrik yechimi bilan chegaralanib qolish mumkin, s holat va $l=0$ bo'lganda ϑ va φ burchaklarga bog'liq bo'lmaydi. Elektron $l \neq 0$ bo'lganda E.Shredinger tenglamasi yechimga ega.

Demak, E.Shredinger tenglamasining yechimi r, ϑ, φ larga bog'liqligini aniqlash zarur bo'ladi. Yechimni $R(r)$ va $Y(\vartheta, \varphi)$ larning namunasidan topish mumkin:

$$\psi(r, \vartheta, \varphi) = R(r)Y(\vartheta, \varphi),$$

buerda $R(r)$ – radial to'lqin funktsiyasi bo'lib, uning holati n_r holati "*radial*" kvant soni bilan ifodalanadi. $Y(\vartheta, \varphi)$ – funktsiya orbital kvant soni l va m_l larga bog'liq bo'ladi.

Hisoblashlarga asosan Kulon maydonida elektron energiyasi bosh kvant soniga bog'liq bo'ladi: $n = n_r + l$. Shuning uchun vodorod atomida bunday ($n = n_r + l$) masala echimi energiya sathi bilan ifodalanadi:

$$E_n = -R_1 Z^2 \frac{1}{n^2}. \quad (15.4.3)$$

vodorodga o'xshash atomlar uchun elektron energiyasi:

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad R_1 = -\frac{e^4 m}{2\hbar^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (15.4.4)$$

n – bosh Kvan soni, vodorod atomning energiyasini aniqlaydi; l – orbital kvant soni, noldan boshlab har qanday sonlar qabul qilishi mumkin; n_r – radial kvant soni, birdan boshlab har qanday sonlarni qabul qilishi mumkin, $n = 1, 2, 3$ qiymatlar qabul qiladi. Demak $n = n_r$.

(15.4.4) formuladan ma'lumki $n > 1$ har qanday qiymatda faqat s – holat emas, balki, l ning har qanday qiymatlarini $0 \leq l < n-1$ qabul qilishi mumkin.

Elektronning har bir l qiymatda $(2l+1)$ turli m_l qiymatli holatda bo'lsa, unda turli l va m_l holatlar soni quyidagicha bo'ladi:

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2.$$

Aytish joyizki, elektronning xususiy aylanishi tufayli ham qo'shimcha energiya sathlarining qo'shilishi ularning spinlari borligidan kelib chiqadi.

Elektronning har bir sathda joylashish holati ikki marta ortadi

$$N_{\text{holat}} = 2m^2.$$

Agar energiya sathi birtadan ko'p holatga to'g'ri kelsa, unda sath o'xshash deb nomlanadi.

Vodorod va vodorodga o'xshash atomlarda (spini hisobida-ikki karrali o'xshash) faqat $n=1$ sath mavjud, atomning asosiy holati. Sath $n=2$ to'rt karrali o'xshash bo'ladi.

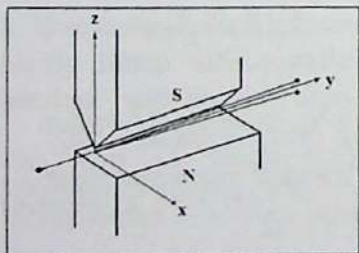
Shtern va Gerlax tajribasi. 1921-yilda Shtern va Gerlax birinchilar qatorida atomlar energetik sathlarining siljishini tajribada kuzatishd. Buning uchun bir jinsli bo'lmagan magnit maydonida neytral atomlar yoki molekullar harakatlari kuzatildi. Bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda zarralarga Lorents kuchi ta'sir qiladi:

$$F = -\text{grad}U = \text{grad}(\mu B) \quad (15.4.5)$$

Magnit maydon kuchi ta'sirida unda harakatlanayotgan zarralar oqimi alohida komponentlarga bo'linadi.

S va N qutblar orqali vakuumda bir jinsli bo'lmagan magnit maydon hosil qilingan. Zarralar y o'qi bo'ylab harakatlanadi, z o'qi bo'ylab elektronlar oqimi ikki komponentga bo'linadi. Zarralarga o'qi yo'nalishida ta'sir etadigan Lorents kuchi F_z

quyidagiga teng bo'ladi:

$$F_z = \mu_x \frac{\partial B_x}{\partial z} + \mu_y \frac{\partial B_y}{\partial z} + \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (15.4.6)$$


yOz tekisligida noldan farqli faqat bitta tashkil etuvchisi magnit maydon induksiyasi B_z mavjud.

15.4.1-rasm. Shtern-Gerlax tajribasi sxemasi.

Yuqoridagi fikrlardan kelib chiqib, Lorents kuchining asosiy tashkil etuvchisi quyidagicha ifodalanadi:

$$F_z = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (15.4.7)$$

Yoki bir jinsli bo'ldmagan maydonda zarrachaga quyidagi kattalikdagi Lorents kuchi ta'sir etadi:

$$F = -\text{grad}U = \text{grad}(\mu B). \quad (15.4.8)$$

Magnit momentiga μ ega bo'lgan zarracha induktsiyasi B bo'lgan magnit maydoniga kiritilganda qo'shimcha energiyaga ega bo'lishidan kelib chiqib quyidagi ifodaga ega bo'lishi mumkin bo'ladi:

$$\Delta u = -\mu B. \quad (15.4.9)$$

Bu energiya faqatgina μ va B ga bog'liq bo'lmasdan, balki zarrachaning magnit momenti va maydon yo'nalishlari o'rtasidagi burchakga bog'liq bo'ladi.

Demak, Lorents kuchning kattaligi zarrachaning magnit momenti μ_z dan va zarralar oqimidan bog'liq bo'ladi, qurilma orqali o'tuvchi magnit momentlar nechta proektsiyadan iborat bo'lsa bu kuch shuncha komponentlardan iborat bo'ladi. Agar zarralarda orbital moment l bo'lsa magnit momenti μ_z hosil bo'ladi, unda elektronlar oqimi $(2l+l)$ komponentlarga bo'linadi.

Elektron spini. Vodorod atomi yagona elektron va yadro (proton) dan iborat neytral tizim. Atom yadrosi magnit momenti elektronning magnit momentidan taxminan 2000 marta kichik ekanligi ma'lum bo'lsa demak, vodorod atomining magnit momenti asosan elektron magnit momenti miqdori bilan o'lchanadi.

Markaziy-simmetrik maydonda elektronning harakat miqdori momenti M - bo'lsin, uning fazodagi z o'qidagi proyeksiyasi - M_z bo'lsin. Koordinata o'qi z dagi elektronning harakat miqdori momenti qiymati M_z shunday holatda aniq bir qiymat M_0 ga ega bo'ladiki, qachonki elektronning holati ψ - funktsiya bilan ifodalansa, bu funktsiyaning echimi quyidagiga teng bo'lishi kerak:

$$\text{-dekart koordinatalar tizimida } \hat{M}_z \psi = M_0 \psi; \quad (15.4.10)$$

$$\text{-sferik koordinatalar tizimida: } \hat{M}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}. \quad (15.4.11)$$

(15.4.10) ifodani (15.4.11) ifodaga qo'yilsa, unda quyidagiga ega bo'lish mumkin bo'ladi:

$$-\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \psi = \hat{M}_z \psi, \quad (15.4.12)$$

bu yerdagi

$$\hat{M}_z = m_l \hbar, \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l.$$

$\hat{M}_z$ – uchun to'liq funktsiyasi ψ ning chegaraviy shartlarini qanoatlanadi: bir miqdorlik, uzluksiz va silliqlik.

Qo'zg'atilmagan atomlar bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tganda ikki komponentlarga bo'linar ekan, ya'ni magnit maydoni bo'ylab xususiy **elektron magnit momenti** ikki proektsiyasini hosil qiladi va kvantlanadi, uni m_l bilan belgilashadi va u ikkita qiymat qabul qiladi. **Mexanik momentini** s bilan belgilab quyidagilarga ega bo'lamiz: $2s+1=2$, bu tenglikdan kelib chiqadi, $s=\frac{1}{2}$.

Kvant soni s – spinli kvant soni, xususiy yoki spinli moment. Spin (spin) inglizcha so'zdan olingan, xususiy koordinata o'qi atrofida aylanish ma'nosini anglatadi.

Magnitli kvant soni m_s – spinli mexanik moment proektsiyasi va spinli magnit momentini aniqlaydi va ikkita qiymatga ega bo'ladi:

$$m_{s_{\max}} = s = \frac{1}{2}, \quad m_{s_{\min}} = -s = -\frac{1}{2} \quad \text{bo'lsa} \quad m_s = \pm \frac{1}{2}.$$

Elektronning spinli mexanik momenti va uning proektsiyasi oddiy qoidaga asosan kvantlanadi:

$$s^2 = \hbar^2 s(s+1) = \frac{3}{4} \hbar^2, \quad (15.4.13)$$

$$s_z = \hbar m_s = \pm \frac{1}{2} \hbar. \quad (15.4.14)$$

Shtern va Gerlax tajribasida maydon induktsiyasining gradienti $\frac{\partial B}{\partial z}$ ni bilgan holda, elektronning spinli magnit momentini magnit maydonda proektsiyasi μ_s ni hisoblash mumkin bo'ladi:

$$\mu_l = -\frac{e}{2mc} \hbar m_l = -\frac{e}{2mc} \hbar m_l = -\mu_B m_l. \quad (15.4.15)$$

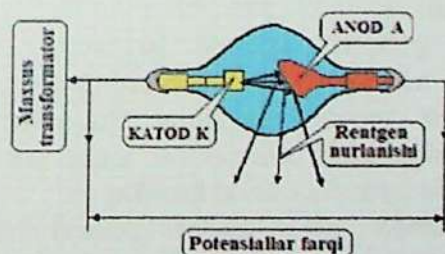
$$\mu_s = -\frac{e}{2mc} \hbar m_s = -\frac{e}{2mc} \hbar m_s = \pm \frac{1}{2} \mu_B. \quad (15.4.16)$$

Tajribalar natijalardan kelib chiqadi: $\frac{\mu_s}{s_z} = -2 \frac{e}{2mc} \hbar; \mu_s = \pm \mu_B$.

Bu tenglamani mexanik va magnit momentlar o'rtasidagi bog'lanish ifodasi deb qabul qilish mumkin.

5. Rentgen spektrlari. Mozli qonuni. Optik kvant generatorlari (Lazerlar). Atom yadrosining o'lehami, tarkibi va zaryadi. Massa va zaryad soni.

Rentgen nurlari rentgen trubkalarida hosil qilinadi (15.5.1-rasm). Trubka vakuumli shisha idish shaklida bo'lib, unda volfram simdan tayyorlangan katod K maxsus transformatorga ulangan, uning qarshisida esa volfram yoki platinadan tekis plastina shaklida tayyorlangan antikatod-anod A o'rnatilgan. Katod maxsus transformatoridan beriladigan elektr kuchlanishi ostida qizdiriladi, natijada katod simlarining sirtidan elektronlar (termoemissiya elektronlari) ajralib chiqadi. Katod va anod orasida elektr maydoni (potentsiallar farqi) hosil qilinadi, bunday elektrostatik maydon katoddan uchib chiqayotgan termoemissiya elektronlarning tezligini oshiradi. Yetarlicha katta kinetik energiyaga erishgan elektronlar volfram yoki platinali tekis plastina anod tomoniga qarab uchib borib anod materialining ichki qismiga kirib boradi, kirib borish vaqtida termoemissiya elektronlari anod plastinada keskin tormozlanadilar, natijada volfram yoki platinali tekis plastina sirtidan rentgen nurlari sochiladi. Odatda rentgen trubkasining katodi va anodi orasiga miqdorgacha elektr maydon potentsiallar farqi qo'yiladi. Lekin shunday o'xshash qurilmalar mavjudki, undagi katod va anod orasiga energiyasi million elektron volt miqdorgacha elektr maydon potentsiallar farqi qo'yilishi mumkin.



15.5.1-rasm. Rentgen trubkasi.

Aytish joyizki, anod plastinadan sochilayotgan tormozlanish nurlanishi ko'rinishidagi rentgen nurlar betatron va sinxrotronlarda generatsiyalanadi.

Rentgen nurlari ham elektromagnit nurlar bo'lib uning to'lqin uzunligi intervalida bo'ladi, 1895 - yilda nemis fiziki rentgen

tomonidan kashf qilingan, bu nurlar ko'ndalang yorug'lik to'lqinlari deb taxmin qilingan. 1897-yilda Stoks rentgen nurlarining tabiatini elektromagnit to'lqinlardan iborat deb talqin etgan. 1912-yilda M.Laue rentgen nurlarining difraksiyasini o'zining tajribalarida kuzatib ular elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligini tasdiqlagan.

Tormozlanish rentgen nuri. Rentgen trubkasining katodi va anodi orasida qo'yilgan elektr potentsiallar farqi, kuchlanishi ta'sirida katoddan ajralgan termoemissiya elektronlari anodga qarab energiyada haydab yuboriladi. Tekis metall plastinkali anodning sirtiga kelib tushgan termoemissiya elektronlari to'satdan tormozlanadilar, buning natijasida tormozlanish rentgen nurlari hosil bo'ladi. Bunday nurlarning to'lqin uzunliklari bo'yicha ular xuddi bir oq yorug'lik spektriga o'xshash tutash spektrlar hosil qilishadi.

Agar rentgen trubkaning katodidan ajralib chiqqan termoemissiya elektronlarining energiyasi anod materiali uchun xarakterli bo'lgan muayyan kattalikdan ortmasa, anod materiali sirtida yuzaga keladigan rentgen nurlanishi tormozlanish rent-gen nurlari yoki "oq" rentgen nurlari deb nomlanadi.

Rentgen nurlanishi chegaraviy nur chastotasining tezlashtiruvchi elektr kuchlanishga (potentsial farqiga) bog'liqligini deyarli aniq o'lchash natijasida rentgen trubkasi yordamida Plank doimiysini katta aniqlikda topish imkoniyati tug'iladi, bunday o'lchashlar yana bir bor elektromagnit to'lqinlar kvanti energiyasi bilan uning chastotasi orasidagi bog'lanishning $\varepsilon = h\omega$ ifoda bilan aniqlanishini tasdiqlashi mumkin bo'ladi.

Mozeli qonuni. Mozeli 1913-yilda I.V.Mendeleev davriy sistemasidagi ximiyaviy elementlarning rentgen nurlari spektrlarini tadqiq qilishda spektral chiziqlar chastotasi ω bilan bu spektral chiziqlarni chiqaruvchi elementlar atom tartib raqami Z orasidagi bog'lanishni ifodalovchi qonun kashf qildi.

15.5.2-rasmda rentgen nurlari spektral chiziqlari gorizontal o'qqa yotqizilgan to'lqin uzunliklari shkalasida joylashtirilgan, vertikal o'q bo'ylab esa atom tartib raqamlari keltirilgan. Barcha spektrlar mutlaqo bir xil tipli bo'lgani uchun atom tartib raqamlari ortganda biror ma'lum chiziqning siljishiga qarab borish mumkin. Bunda to'lqin uzunlikning atom tartib raqamlariga bog'liqligini tasvirlovchi egri chiziq parabola shaklida bo'ladi. Agar to'lqin uzunliklari o'rniga c/λ chastotalar yoki to'lqin uzunliklarning teskari kattaligi, ya'ni to'lqin soni $1/\lambda$ olinsa,

qonuniyat yanada soddaroq bo'ladi. Agar to'lqin soni $1/\lambda$ o'rniga to'lqin sonining kvadrat ildizi qo'llanilsa, unda $\sqrt{1/\lambda}$ masala yanada soddalashib uning ximiyaviy element tartib raqamiga chiziqli bog'liqligi kelib chiqadi. Agar barcha spektral qonunlarga kiruvchi Ridberg universal doimiy ($109737,42 \text{ cm}^{-1}$) kiritilsa, bu qonuniyat nazariy jihatdan muhim bo'lgan ko'rinishga keladi.

Masalan, Mozeli atomning K_α spektral chiziqlari uchun quyidagi munosobatni taklif etdi:

$$Q_{K_\alpha} = \sqrt{\frac{\nu_{K_\alpha}}{\frac{3}{4}R}}$$

bu yerda $\nu_{K_\alpha} = \frac{1}{\lambda_{K_\alpha}}$ -to'lqin soni ko'rinishda tuzilgan, Q_{K_α} raqam atom nomeridan Z bir raqamga kam ko'rinishda bo'ladi, ya'ni:

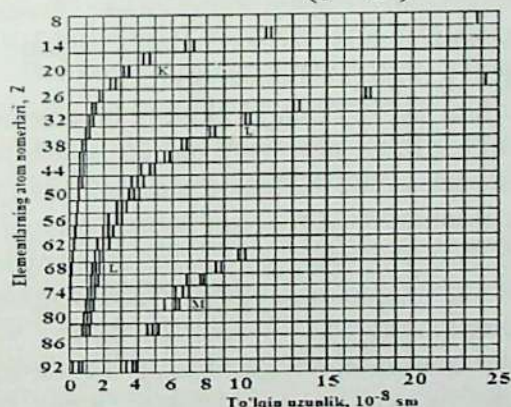
$$Q_{K_\alpha} = Z - 1$$

Yuqoridagi bu ikki formulalardan quyidagi ko'rinishdagi munosobat kelib chiqadi:

$$\sqrt{\frac{\nu_{K_\alpha}}{\frac{3}{4}R}} = Z - 1$$

undan quyidagi formula kelib chiqadi:

$$\nu_{K_\alpha} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$$



15.5.2-rasm. Turli kimyoviy elementlar rentgen spektrlarining sxemasi.

Rentgen spektrining boshqa seriya chiziqlari uchun ham mana shunga o'xshash munosabatlar o'rinli bo'ldi.

Masalan, L -seriya uchun Mozeli munosabatining ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\nu_L = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$$

bu yerda σ – biror o'zgarmas son.

Bu yerda Mozeli qonuni rentgen nurlari spektrining barcha seriyalari uchun spektral chiziqlar to'lqin uzunliklariga teskari bo'lgan miqdorning kvadrat ildizi bilan atom tartib raqami orasida formulasi chiziqli bog'lanish borligini ko'rsatdi (3.9-rasm.). Bu bog'lanish o'lchab topilgan to'lqin uzunlikka qarab mazkur ximiyaviy elementning atom tartib raqamini, binobarin, uning yadro zaryadini aniq belgilashga imkon beradi.

Agar I.V.Mendeleev ximiyaviy elementlar davriy sistemasida atom og'irliklari va kimyoviy xossalariqa qarab joylashtirilishi hamma hollarda ham to'la ishonch bilan bajarilmagani hisobga olinsa, Mozelli qonunining ahamiyati yanada Ravshan bo'lib qoladi. Davriy sistemaning turli qismlarida hali kashf etilmagan ximiyaviy elementlarga tegishli bo'sh joylar I.V.Mendeleev zamonida mavjud edi; so'ngra $Z = 58$ dan $Z = 71$ gacha bo'lgan qismda **Nodir yer elementlari (lantanoidlar)** joylashgan. Bu elementlarning ximiyaviy xossalari bir-biridan juda arzimagan darajada farq qiladi. Atom og'irliklari esa ko'pincha shunchalik aniq emas ediki, ularni tartib bo'yicha joylashtirishning to'g'riligiga ishonish qiyin edi.

Mozeli qonuni bu qiyinchiliklarning barchasini bartaraf qildi. Mozeli vodorod (H) bilan uran (U) orasida tartib raqamlari har xil bo'lgan 92 xil atom mavjud bo'lishini ko'rsatib hali kashf etilmagan elementlarning sonini aniq aytib berdi. Mozeli qonuni asosida birinchi bo'lib, atomning kimyoviy individualligini atom og'irligi emas, balki yadro zaryadiga teng bo'lgan atom tartib raqami belgilanishini ko'rsatdi. Bu xulosa izotoplarning kashf etilishi bilan yanada yaqinroq tasdiqlandi. Mozli qonunida rentgen nurlari uchun harakterli bo'lgan muhim bir xususiyat yorqin ko'rsatilgan: atom tartib raqami Z o'zgarganda rentgen spektrlari monoton o'zgaradi.

Rentgen nurlari spektrlari atomning ichki qismlarida hosil bo'ladigan va ular atomining ichki, yadroga yaqin sohalari har xil atomlarda birday strukturali ekanligini, atomning tashqi, chekka

qismlari esa davriy ravishda takrorlanadigan strukturali ekanligini bildiradi.

6. Massa defekti va yadroning bog'lanish energiyasi. Yadro spini va uning magnit momenti.

Beqaror kimyoviy element izotoplarining elementar zarralar chiqarib o'z-o'zidan boshqa element izotopiga aylanishiga *radioaktivlik* deyiladi. Bunday aylanishlarning asosiy sabablari: 1) α -yemirilish, 2) β -yemirilish va 3) og'ir yadrolarning spontan ravishda (o'z-o'zidan) bo'linishidir.

Tabiiy sharoitlarda mavjud bo'lgan izotoplarda kuzatiladigan radioaktivlik *tabiiy radioaktivlik* deyiladi. Atom yadrolarining katta tezlik bilan harakatlanayotgan elementar zarralar yoki boshqa atomlarning yadrolari ta'sirida bo'ladigan aylanish jarayoni *yadro reaksiyasi* deb ataladi. Yadro reaksiyalari vositasida olinadigan izotoplarning radioaktivligi *sun'iy radioaktivlik* deyiladi. Sun'iy va tabiiy radioaktivlik orasida prinsipial farq yo'q. Ikkala holda ham yuz beradigan radioaktiv yemirilish jarayoni bir xil qonunlarga bo'ysunadi.

Tabiiy radioaktivlikni birinchi marta 1896-yilda fransuz fizigi Bekkerel kashf qilgan. U uran tuzi lyuminessensiyalanishni vujudga keltiradigan, noshaffof moddalar qatlamidan o'ta oladigan, gazlarni ionlashtira oladigan, fotografiya plastinkasini qoraytiradigan ko'rinmas nurlar chiqarishini payqagan. Uranning turli kimyoviy birikmalarini tekshirib ko'rib, Bekkerel muhim haqiqatni aniqladi: nurlanish intensivligi preparatdagi uranning faqat miqdoriga bog'liq bo'lib, uning qanday birikmalar tarkibida qatnashishiga bog'liq bo'lmas ekan. Bu xossa birikmalarga emas, balki uran elementiga, uning atomlariga xos ekan.

Bu kashfiyot bilan qiziqib qolib, Mariya Sklodovskaya-Kyuri va Per Kyuri bu hodisani chuqur o'rgandilar va urandan tashqari toriy (Th), aktiniy (Ac) va uranning toriy bilan kimyoviy birikmalari ham shunday xossaga ega ekanligini aniqladilar. Tadqiqotlarni davom ettirib, Mariya Sklodovskaya-Kyuri va Per Kyuri 1898-yilda ilgari ma'lum bo'lmagan yangi kimyoviy element - poloniy (Po) va radiy (Ra) ni topdilar. Radiy elementi juda quvvatli nurlanishga (uning aktivligi uranga nisbatan bir necha million marta katta) ega. Bu elementlarning hammasini *radioaktiv elementlar*, ular chiqaradigan nurlarni *radioaktiv nurlar*,

hodisa esa **radioaktivlik** deb ataladi. Hozirgi vaqtda 40 dan ortiq tabiiy radioaktiv elementlar va 270 dan ortiq radioaktiv birikmalar ma'lum.

Radioaktiv nurlanish o'z tarkibiga ko'ra murakkabdir. Bu nurlanishning fizik tabiatini o'rganishda Bekkerel va er-xotin Kyurilardan tashqari Rezerford ham o'z hissasini qo'shgan.

Quyidagi klassik tajriba radioaktiv nurlanishning tarkibi murakkab ekanligini aniqlashga imkon berdi. Radioaktiv modda qo'rg'oshin qutining tubiga joylashtirilgan. Tor tirqishdan chiqayotgan radioaktiv nurlanishga kuchli magnit maydon ta'sir qiladi. Butun qurilma vakuumga joylashtirilgan.

Magnit maydon ta'sirida radioaktiv nurlanish uch tarkibiy qismga ajraladi, ular **α -nurlar**, **β -nurlar** va **γ -nurlar** deb ataladi. Bu nurlarning tabiati va asosiy xossalari bilan tanishib chiqaylik.

1. Alfa-nurlar elektr va magnit maydonda og'adi; bu nurlar - **α -zarralar** deb ataladigan geliy (He) atomi yadrolari oqimidan iborat bo'lib, har bir **α -zarra** ikkita elementar musbat zaryad (+2e) ga ega va massa soni 4 ga teng. Alfa-zarralar radioaktiv elementlar yadrolaridan 14 000 dan 20 000 km/s gacha tezlikda uchib chiqadi, bu 4 dan 9 MeV gacha kinetik energiyaga to'g'ri keladi. (**α -zarralar**ning tezliklari turli elementlar uchun turlicha, lekin ayni bir element uchun deyarli bir xildir). **α -zarra** modda orqali o'tishida o'z elektr maydoni bilan uning atomlariga ta'sir qilib, ularni kuchli ionlashtiradi va o'z energiyasini atomlarni ionlashga sarflab to'xtaydi; bunda u moddada mavjud bo'lgan erkin elektronlardan ikkitasini o'ziga qo'shib oladi va geliy atomiga aylanadi:



Magnit maydon ta'sirida radioaktiv nurlanishning uch tarkibiy qismga ajralishi. **α -zarraning** moddadan o'tgan yo'lini (to'xtashgacha) uning odimi (yugurishi), ya'ni **o'tuvchanlik qobiliyati** deyiladi, **α -zarraning** odimida hosil qilgan juft ionlar sonini esa uning ionlashtirish qobiliyati deyiladi.

Masalan, **α -zarraning** havoda o'tgan yo'li 3—9 sm ni tashkil qiladi, ularning ionlashtirish qobiliyati esa 100000—250000 juft ionga teng, **α -zarraning** ionlashtirish qobiliyati yuqori, lekin o'tuvchanlik qobiliyati zaif. Ular yupqa alyuminiy varag'i yoki qog'oz varag'i bilan ham tutib qolish mumkin.

2. Beta-nurlar elektr va magnit maydonlarda og'adi. Ular tez harakatlanuvchi elektronlar oqimidan iborat bo'lib, β -zarralar deb ataladi. β -zarraning massasi α -zarra massasidan 7350 marta kichik, uning o'rtacha tezligi 160000 km/s ga yaqin. β -zarraning energiyasi MeV ning yuzdan bir ulushidan bir necha MeV gacha bo'ladi yoki boshqacha aytganda, β -zarralar tezlikning mumkin bo'lgan barcha qiymatlarini olishi mumkin: radioaktiv elementning yadrosi tezligi nolga yoki yorug'lik tezligiga yaqin bo'lgan β -zarralarni chiqarishi mumkin.

β -zarraning massasi nihoyatda kichik, o'rtacha tezligi katta va faqat bitta elementar zaryadga ega bo'lganidan uning ionlashtirish qobiliyati α -zarranikidan o'rtacha 100 marta kam, o'tuvchanlik qobiliyati esa xuddi shuncha marta katta bo'ladi. Masalan, yuqori energiyali β -zarra havoda 40 m gacha, alyuminiyda 2 sm gacha, elektron to'qimada 6 sm gacha yo'l o'tadi.

3) Gamma-nurlar — chastotasi juda katta (10^{20} Hz), to'lqin uzunligi esa juda qisqa (10^{-12} m) bo'lgan elektromagnit to'lqinlar, ya'ni, γ -fotonlar oqimidan iborat. γ -fotonlarning energiyasi 1 MeV chamasida bo'ladi.

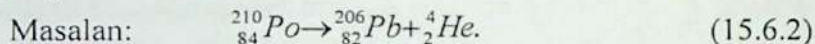
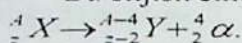
γ -nurlar eng qattiq elektromagnit nurlar bo'lib, ko'p jihatdan rentgen nurlariga o'xshashdir. Ularga elektr va magnit maydonlar ta'sir qilmaydi, yorug'lik tezligiga teng tezlik bilan tarqaladi, kristalldan o'tishida difraksiyalanadi, havo qatlamidan o'tadi. Kishi tanasidan bemalol o'tib ketadi.

γ -nurlarning ionlashtirish qobiliyati sust, lekin o'tuvchanligi juda katta. Eng qattiq γ -nurlar qalinligi 5 sm bo'lgan qo'rg'oshin qatlamidan yoki qalinligi bir necha yuz metr bo'lgan havo qatlamidan o'tadi. Kishi tanasidan bemalol o'tib ketadi. γ -nurlar atom yadrosidan hech vaqt mustaqil chiqmaydi, ular yoki α -zarralar bilan, yoki β -zarralar bilan, yoxud ikkala xil zarralar bilan birga chiqadi.

Siljish qoidolari.

α -yemirilishda yadrodan α -zarra uchib chiqadi. Yadro miqdor jihatidan ikkita elektron zaryadiga teng musbat zaryadni yo'qotadi va massa soni 4 ga kamayadi. Natijada elementlar davriy sistemasining boshiga qarab ikki katakka siljiydi.

Bu siljish simvolik ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

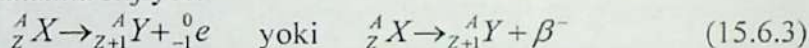


Poloniy elementi α yemirilish natijasida qo'rg'oshin elementiga aylanadi.

Yadrolarning o'z-o'zidan β -zarralarni (ya'ni, elektronlar va pozitronlarni) chiqarish jarayoni β -yemirilish deyiladi. Elektronlarni simvolik ${}^0_{-1} e$ yoki β^- ko'rinishda belgilanadi, «0» indeks elektronning massasi atom massasi birligiga nisbatan nazarga olmasa bo'ladigan darajada kichik ekanini bildiradi. Demak, elektronning massa soni 0 ga teng deb olinadi.

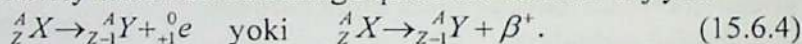
Pozitron elektronning antizarrasidan iborat. Uning massasi, spini elektron massasi va spiniga teng, lekin zaryadi musbat. Pozitronni simvolik ${}^0_{+1} e$ yoki β^+ ko'rinishda belgilanadi. Pozitronning ham massa soni 0 ga teng.

Shunday qilib, β^- -yemirilishda yadrodan elektron uchib chiqadi. Natijada yadro zaryadi bir birlikka ortadi, massasi esa amalda o'zgarmay qoladi. Demak, β^- -yemirilishda radioaktiv element massa sonini o'zgartmagani holda atom nomeri bir nomerga katta bo'lgan boshqa elementga aylanadi va elementlar davriy sistemasining oxiriga qarab bir katakka siljiydi:



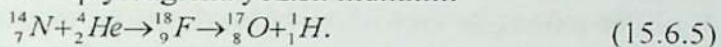
Masalan: ${}^{210}_{83} Bi \rightarrow {}^{210}_{84} Po + \beta^-$. Vismut elementi β^- -yemirilish natijasida poloniy elementiga aylanadi.

β^+ -yemirilishda yadrodan pozitron uchib chiqadi. Natijada yadro zaryadi bir birlik kamayadi, massasi deyarli o'zgarmaydi. Demak, β^+ -yemirilishda radioaktiv element massa sonini o'zgartirmagani holda atom nomeri bir nomerga kichik bo'lgan boshqa elementga aylanadi va elementlar davriy sistemasida oldinga qarab bir katakka siljiydi:



Yadro reaksiyalari. Birinchi sun'iy yadro reaksiyasini 1919-yilda Rezerford amalga oshirgan. U azot atomlarini radiy chiqarayotgan α -zarralar bilan bombardimon qilganda azot atomlarining bir qancha yadrolari tez harakatlanuvchi protonlar chiqarib yemirilishini payqadi, bunday yadro reaksiyasi natijasida kislorod hosil bo'ladi. Reaksiya azot bilan to'ldirilgan Vilson kamerasida o'tkazildi. Bu reaksiya quyidagicha

bo'ladi: α -zarra (geliy ${}^4_2\text{He}$ izotopi yadrosi) azot ${}^{14}_7\text{N}$ atomi yadrosi ichiga kiradi va yutiladi. Bu vaqtda yadrosi barqaror bo'lmagan oraliq yadro-flor ${}^{18}_9\text{F}$ izotopi hosil bo'ladi. U darhol o'zidan yengil vodorod yadrosi ${}^1_1\text{H}$ (proton)ni chiqarib, kislorod ${}^{17}_8\text{O}$ izotopi yadrosiga aylanadi. Bu yadro reaksiyasini quyidagicha yozish mumkin:



Shunday qilib, Rezerford tajribasi yadro reaksiyalarini sun'iy ravishda amalga oshirish imkoni borligini tasdiqladi va shu bilan birga protonlar atom yadrolari tarkibiga kirishini hamda uni ajratish (urib chiqarish) mumkinligini ko'rsatdi.

1932-yilda ingliz fizigi Chedvik yadro reaksiyasini amalga oshirib, butun yadro fizikasida muhim rol o'ynagan yangi zarra — **neytronni** kashf etdi.

Neytronning kashf etilish tarixi quyidagicha.

1920-yilda birinchi bo'lib Rezerford atom yadrosida uni og'irlashtiruvchi yana qandaydir noma'lum zarralar mavjud, degan g'oyani ilgari suradi. 1930-yilda nemis fiziklari V. Bote va G. Bekker Berilliy Be ni α -zarralar bilan bombardimon qilib, kuchli o'tuvchanlik qobiliyatiga ega nurlanish chiqarilishini kuzatishadi.

Bu nurlanishga qattiq γ -nurlanish kabi elektromagnit to'lqinlarning yangi turi deb qarashadi.

Bote-Bekker nurlanishi bilan fransuz fiziklari Iren Jolio-Kyuri va Frederik Jolio-Kyurilar qiziqib qoladi. Ular bu nurlanishni tarkibida qo'rg'oshin va vodorod bo'lgan modda (masalan, parafin) orqali o'tkazishga qaror qilishadi va juda qiziq natija olishadi: yengil parafin qopqoq og'ir qo'rg'oshin qopqoqdan farqli o'laroq, o'zidan Bote-Bekker nurlanishini o'tkazmaydi, lekin parafindan nurlanish yo'nalishida protonlar uchib chiqadi. Jolio-Kyurilar protonlar parafindagi vodorod atomi bilan yuqori energiyali fotonlarning to'qnashishi natijasida yuzaga keladigan tepki yadrolar bo'lsa kerak, degan fikrga kelishadi.

1932-yil 18-yanvarda Parij akademiyasining majlisida bu haqda bergan ma'lumotlarini «... Shunday qilib, ushbu tajribalardan shu narsa ma'lumki, yuqori chastotali elektromagnit nurlanish vodorodi bor moddalardan protonlarni ajratib chiqarish va ularga katta tezliklar berish xususiyatiga ega ekan», degan so'zlar bilan yakunlashadi.

Bir qarashda hodisa tushunarliga o'xshab ko'rinar edi. Lekin, shu bilan birga, ko'p narsa tushunarsiz edi. Masalan, katta energiyali bunday

fotonlar qayoqdan olinadi? Nima uchun o'z energiyalarini protonlarga berayotgan fotonlar o'sha vaqtda qo'rg'oshin atomlari bilan o'zaro ta'sirlashmaydi?

Bu tajriba natijalari bilan ingliz fizigi J. Chedvig qiziqib qoladi. Darhol u tajribalar o'tkazadi, o'lchashlarni amalga oshiradi. Jolio-Kyurilar o'tkazgan tajribalarni takrorlaydi va tekshiradi. 1 vakuumli kamerada sirtiga α -zarralar manbayi bo'lgan poloniy Po surtilgan D disk o'rnatilgan. Poloniydan nurlangan α -zarralar bilan berilliy Be plastinkasi bombardimon qilinganda, berilliy yadrosi α -zarrani o'ziga qo'shib oladi va neytronni chiqarib, uglerod yadrosiga aylanadi:



Hosil bo'lgan neytronlar kameraning yupqa devoridan va Pb qo'rg'oshin plastinkadan o'tib, parafin qopqoqqa tushadi va unda sekinlashadi. Parafin qopqoqdan chiqqan tepki yadrolar — protonlar 2 ionizatsion kamera tushadi va kamera to'ldirilgan gaz atomlarini ionlashtiradi. Hosil bo'lgan zaryadli zarralar tegishli elektrodga keltirilib, ionizatsion kamera zanjirida tok impulsini yuzaga keltiradi.

Tok impulsini kuchaytirilib, ossilloqrafga uzatiladi. Kuzatilayotgan tok impulsining intensivligini o'lchab, Chedvig turli tepki yadrolarning energiyasini aniqlaydi so'ngra bu energiyalarni bir-biri bilan taqqoslab, xulosa chiqaradi.

Jolio-Kyurilar bergan axborotdan 5 hafta o'tgandan so'ng, ya'ni 1932- yil 27- fevralda Chedvig Parij akademiyasining majlisida o'z tajribalarining natijalari haqida quyidagi mazmunda xabar beradi: «Bote-Bekker nurlanishi umuman elektromagnit nurlanish emas, balki elementar zarralarning yangi turi — massasi proton massasiga taxminan teng neytral zarralar oqimidan iboratdir». Bu zarrani *neytron* deb ataldi. Shunday qilib, neytron kashf etildi.

Yadrolarni bombardimon qiluvchi eng qulay zarra — neytrondir, chunki u neytral zarra bo'lganligi uchun nishon yadroga bemalol yaqin kela oladi. Binobarin, yadro reaksiyalarini amalga oshirishda neytronlardan foydalanish yaxshi samara beradi.

Sun'iy radioaktivlik. Sun'iy radioaktivlik hodisasini 1934-yilda fransuz fiziklari Iren va Frederik Jolio-Kyurilar kashf qilishgan. Ular yadrolarning parchalanishini o'rganish jarayonida ko'p hollarda parchalanish mahsulotlari radioaktiv xossaga ega ekanligini aniqlaganlar. Yadro reaksiyalari natijasida hosil bo'ladigan radioaktiv

moddalar *sun'iy radioaktiv moddalar* deb, hodisa esa *sun'iy radioaktivlik* deb ataladi.

Sun'iy radioaktiv moddalar turli yadro reaksiyalarida hosil bo'lishi mumkin. Masalan, kumushning $^{107}_{47}\text{Ag}$ barqaror izotopini neytronlar bilan bombardimon qilinganda uning yarim yemirilish davri $T=2,3$ minut bo'lgan $^{108}_{47}\text{Ag}$ radioaktiv izotopi hosil bo'ladi va γ -nurlari chiqadi:



Kumushning $^{108}_{47}\text{Ag}$ izotopi (β -radioaktiv xossaga ega bo'lib, u o'zidan elektronni va neytrinoni chiqaradi hamda kadmiyning $^{108}_{48}\text{Cd}$ barqaror izotopiga aylanadi:



Reaksiya natijasida hosil bo'lgan fosforning $^{30}_{15}\text{P}$ radioaktiv izotopi (yarim yemirilish davri 2,5 minutga teng) o'zidan pozitron va neytrinoni chiqarib, kremniyning barqaror $^{30}_{14}\text{Si}$ izotopiga aylanadi:



Yadro reaksiyalarida barcha saqlanish qonunlari, jumladan, elektr zaryadi va massa sonining saqlanish qonunlari bajariladi.

Elektr zaryadining saqlanish qonuni: reaksiyaga kirishgan yadro va zarralar elektr zaryadlarining yig'indisi reaksiya natijasida hosil bo'lgan yadro va zarralar elektr zaryadlarining yig'indisiga teng bo'ladi.

7. Yadro kuchlari. Radioaktiv nurlanish va uning turlari. Radioaktiv yemirilish qonuni. Siljish qoidasi.

Turli izotoplarning protonlar, deyttronlar va neytronlar ta'sirida bo'ladigan yadro reaksiyalarini o'rganish hamda shu maqsadda o'tkazilgan juda ko'p tajribalar fan uchun g'oyat qimmatli natijalar berdi. 1938—1939- yillarda bir qancha olimlar (Germaniyada O. Gan va F. Shtrassman, Italiyada E.Fermi, Fransiyada er-xotin Jolio-Kyurilar)ning ishlari tufayli neytronlar bilan bombardimon qilinayotgan uran yadrosining bo'linish reaksiyasi kashf qilindi.

Og'ir yadroni neytronlar bilan bombardimon qilinishi natijasida yadroning taxminan ikkita bir xil bo'lakka va boshqa zarralarga yemirilish jarayoniga og'ir yadrolarning bo'linishi deyiladi.

Atom yadrosining bo'linish jarayonini N.Bor tavsiya qilgan yadroning tomchi modeli asosida quyidagicha tushuntirish mumkin.

Uran ${}_{92}^{235}\text{U}$ yadrosi bitta neytronni qamrab olib, uran ${}_{92}^{236}\text{U}$ izotopiga aylanadi



Neytronni yutib olgan yangi uran izotopi uyg'ongan va kuchli deformatsiyalangan holatga o'tadi. Uning hajmi o'zgarmaydi, chunki «yadro suyuqligi» amalda siqilmaydi. Bunda yadroning sirti va demak, sirt energiyasi ortadi. Agar yadroga kelib tushgan neytronning energiyasi uncha katta bo'lmasa, u vaqtda yadro u fotonlar yoki neytron chiqarish yo'li bilan ortiqcha energiyasidan ozod bo'lib, dastlabki holatiga qaytadi. Agar neytronning energiyasi yetarlicha katta bo'lsa, u vaqtda yadroda ikkiga bo'linayotgan suyuqlik tomchisining ikki qismi orasidagi cho'zilishga o'xshash cho'zilish paydo bo'ladi. Cho'zilayotgan yadroning juda ingichka qismida ta'sir qilayotgan yadro kuchlari endilikda yadroning bir xil ishorali zaryadlangan qismlarining kulon itarishish kuchlariga qarshi tura olmaydi. Natijada cho'zilgan yadro uziladi va qarama-qarshi tomonga katta tezlik bilan harakatlanuvchi ikkita bo'lakka ajraladi, bu bo'laklarni *bo'linish parchalari* deb ataladi.

O'rtacha massali yadrolarda bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyasi og'ir yadrolardagidan ancha ko'p. Bundan yadrolar bo'linganda katta energiya ajralib chiqishi kerak, degan xulosa kelib chiqadi.

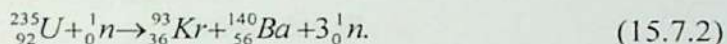
Og'ir yadrolarda neytronlarning $\frac{N}{Z}$ -nisbiy soni o'rtacha massali yadrolardagiga qaraganda sezilarli darajada ko'p bo'lgani uchun bo'linish parchalarida neytronlar ko'proq bo'lib, natijada ular 2-3 tadan neytron ajratib chiqaradi.

Neytronlarning ko'pchiligi bir onda (10^{-14} sekunddan kichik vaqt ichida) ajralib chiqadi, ularni *oni y neytronlar* deb ataladi. Neytronlarning bir qismi bir onda emas, balki 0,05 sekunddan 1 minutgacha kechikib chiqadi, ular *kechikkan neytronlar* deb ataladi va ular juda ham oz miqdorda bo'ladi.

Oniy neytronlarning energiyasi noldan taxminan 10 MeV oralig'ida yotadi, ularning ko'pchiligi 1-2 MeV energiyaga ega. Energiyasi 1,5 MeV dan katta bo'lgan neytronlar *tez neytronlar*, energiyasi 1,5 MeV

dan kichik neytronlar *sekin neytronlar* deb ataladi. Energiyasi 0,025 eV bo'lgan neytronlar esa *issiq neytronlar* deb ataladi.

Og'ir yadrolarning bo'linish mahsulotlari turli-tumandir, ularning massa sonlari 70 dan 160 gacha oraliqda bo'ladi. Ammo massalar nisbati 2:3 kabi bo'lgan parchalarga bo'linish ehtimoli eng ko'p. Bunday bo'linishga uranning ^{235}U izotopi yadrosining uchta neytron chiqarib, kripton Kr va bariy Ba izotoplari yadrolariga yemirilishi misol bola oladi:



Oniy va kechikkan neytronlar ajralib chiqqaniga qaramay, bo'linish parchalarida neytronlar ortiq bo'laveradi. Shuning uchun parchalarning ko'pchiligi radioaktiv bo'lib, ularda (3 yemirilish reaksiyalari yuz beradi, bunda γ -nurlar chiqadi.

Yadroviy nurlanish dozasi. Radioaktiv moddalarning nurlanishi barcha tirik organizmlarga kuchli ta'sir ko'rsatadi. Yadroviy nurlanishlarning moddaga ko'rsatadigan ta'siri *nurlanish dozalari* deb ataladigan kattaliklar bilan baholanadi. Shu kattaliklar bilan tanishib chiqaylik.

1. **Nurlanish dozasi D.** *Nurlanilayotgan moddaning birlik massasida yutilgan ionlovchi nurlanish energiyasi nurlanish dozasi* deb ataladi:

$$D = \frac{W}{m}, \quad (15.7.3)$$

bunda: m — nurlanilayotgan moddaning massasi; W — shu modda yutgan ionlovchi nurlanish energiyasi.

SI da *nurlanish dozasi*ning o'lchov birligi qilib *nurlanilayotgan 1 kg massali moddaga uzatilgan nurlanish energiyasi 1 J bo'lgandagi doza qabul qilingan*. Bu birlik $\frac{\text{J}}{\text{kg}}$ larda ifodalanadi va **grey** (Gy) deb ataladi: $1 \text{ Gy} = \frac{\text{J}}{\text{kg}}$. Sistemadan tashqarida nurlanish dozasi **rad** larda o'lchanadi. $1 \text{ rad} = 10^{-2} \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 10^{-2} \text{ Gy}$.

Nurlanish dozasining quvvati N . *Birlik vaqt davomida yutilgan nurlanish dozasi nurlanish dozasi quvvati yoki doza quvvati deyiladi:*

$$N = \frac{D}{t}. \quad (15.7.4)$$

SI da doza quvvati Gy/s yoki W/kg larda o'lchanadi.

2. **Nurlanishning ekspozitsion dozasi D_e .** *Rentgen nurlari yoki γ -nurlanishning quruq havoning ionlashtirish effekti bo'yicha baholanadigan energetik harakteristikasi nurlanishning ekspozitsion dozasi deb ataladi.*

SI da ekspozitsion doza $1 \frac{C}{kg}$ -larda o'lchanadi. Sistemadan tashqarida ekspozitsion dozaning birligi **rentgen**, (R) bo'lib, bu birlik amalda keng qo'llaniladi:

$$1R = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{C}{kg}$$

Ekspozitsion doza quvvati N_e . Birlik vaqt ichida ekspozitsion dozaning orttirishi ekspozitsion doza quvvati deyiladi :

$$N_e = \frac{D_e}{t} \quad (15.7.5)$$

SI da ekspozitsion doza quvvati $1 \frac{A}{kg}$ larda o'lchanadi. 1 s ichida quruq havoga uzatiladigan $1 \frac{C}{kg}$ ekspozitsion dozaga $1 \frac{A}{kg}$ ekspozitsion doza quvvati deyiladi. Ekspozitsion doza quvvatining SI ga kirmaydigan birliklari $1 \frac{R}{s}$, $1 \frac{R}{min}$, $1 \frac{R}{soat}$ dan iborat.

3. **Nurlanishning ekvivalent dozasi.** Nurlanish dozasi uning biologik ta'siriga qarab ham baholanishi mumkin. Bunda nurlanishning **ekvivalent dozasi**dan foydalaniladi.

Ekvivalent doza yutilgan nurlanish dozasi bilan ko'rilayotgan nurlanishning rentgen yoki γ -nurlanishlarga nisbatan nisbiy biologik aktivligini harakterlovchi sifat koeffitsiyenti K ning ko'paytmasiga teng bo'ladi. Rentgen va γ -nurlanishlar uchun $K=1$ issiqlik neytronlari uchun $K=3$; 0,5 MeV energiyali neytronlar uchun $K=10$.

SI da ekvivalent doza $\frac{J}{kg}$ larda o'lchanadi. Bu birlik **zivert** (Zv) deb ataladi. $1Zv = 1 \frac{J}{kg}$. Amalda ekvivalent dozaning **rentgenning biologik ekvivalenti ber** (biologicheskii ekvivalent rentgena) deb ataladigan birligidan foydalaniladi. *Rentgen yoki γ -nurlanishlarning bir rentgen dozasi*ga biologik ekvivalent bo'lgan yutilgan nurlanish energiyasi *rentgenning biologik ekvivalenti* deyiladi.

$$1ber = 10^{-2} \frac{J}{kg}$$

Ekvivalent dozaning quvvati W/kg larda o'lchanadi.

Nurlanish manbalari maydonlaridagi dozalarni o'lchash va hisoblash, shuningdek, radioaktiv preparatlarning aktivligini o'lchash bilan amaliy yadro fizikasining *dozimetriya* bo'limi shug'ullanadi. Bunda nurlanish dozasini o'lchash uchun *dozimetrlardan* foydalaniladi. Yadroviy nurlanishlarni, zarralarni qayd etish va kuzatishda qo'llaniladigan asboblari dozimetrlardir.

Dozimetriya tibbiyot, atom sanoati, radiobiologiya, radiatsion kimyo kabi sohalarda qo'llaniladi.

Nazorat savollari:

1. Radioaktivlik nima? Qachon va kim tomonidan kashf etilgan?
2. α -, β - va γ - nurlanishlar va ularning xususiyatlari. Radioaktivlik jarayonini atom, molekula yoki kristallarda bo'ladi deb tushuntirish mumkinmi?
3. Tomson modeli va kamchiligi?
4. Rezerfordning planetar modeli va kamchiligi?
5. N. Bor postulatlarini va muhimligi?
6. Yadroning proton-elektron ($p e^-$) modeli va bu modelning yaroqsizligi?
7. Yadroning proton-neutron modeli nima? Bu modelning yaroqlilik sababi.
8. Yadro o'lchami, zaryadi, yadro vaqti?

Adabiyotlar

1. Douglas C. G. "Physics a General Course"-USA: 2010 year. 712 p.
2. Douglas C. G. "Fizika"(Inglizchadan tarjima)-T.: TIMI bosmaxonasi. 2016-366 b.
3. Abduraxmonov A. "Fizika kursi" T.: 2011. 1-qism-237 b, 2-qism, -316 b.
4. O. Qodirov "Fizika kursi" T.: O'zbekiston Milliy kutubxonasi nashriyoti. 2006. 1- qism 210 bet, 2 - qism 260 bet, 3- qism 230
5. D. Djankoli. "Fizika " M. Izdatelstvo "Mir" 1 t, S 653.

MUNDARIJA

Kirish	4
1-mavzu. "Fizika" fani bo'yicha tushuncha. Kinematika asoslari.6	6
1.1. Fanni o'rganishdagi muammolar, uslubiy ko'rsatmalar. Fanlararo bog'lanish. Fizika fanining tabiiy fanlarni o'rganishdagi roli.	6
1.2. Fizikaviy tushunchalar. Fizik tadqiqotlar metodi. Fizika kattaliklar va birliklar sistemasi.	12
1.3. Harakatning shakllari va ko'rinishlari. Fazoviy sanoq sistemasi. Vaqtning uzluksizligi bir jinslilik, cheksizligi.	18
1.4. Mexanika. Mexanik modellar. Mexanikaning bo'limlari. Hisob sistemasi.	22
1.5. Ilgarilanma va aylanma harakat. Chiziqli va burchak kattaliklari orasidagi bog'lanish.	30
2-mavzu. Dinamikaning asosiy qonunlari	34
2.1. Butun olam tortishish qonunlari. Gravitatsion va inert massalari.	34
2.2. Sun'iy yo'ldoshlar va vaznsizlik. Kepler qonunlari.	38
2.3. Kuch. Masa, zichlik, harakat miqdorlari haqida tushuncha.	44
2.4. Nyuton qonunlari va ularning tadbiqu.	49
3-mavzu. Mexanik ish va quvvat. maxsus nisbiylik nazariyasi elementlari.	54
1. Mexanik energiya. Energiyaning saqlanish qonuni.	54
2. Mexanik ish. Mexanik quvvat. Mexanizmlarning foydali ish koeffitsiyenti.	59
3. Mexanikada klassik va relyativistik nisbiylik printsiplari. Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonuni. Massa va energiyaning o'zaro bog'liqligi qonuni.	61
4-mavzu. Inersiya momenti.	67
1. Qattiq jism dinamikasining asosiy tenglamasi.	67
2. Inersiya momenti. Shteyner teoremasi.	70
3. Aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi. Impuls momenti va uning saqlanish qonuni. Jismlarning muvozanatlik holatlari, qayishqoqligi va yemirilishi.	72
5-mavzu. Tebranma harakat mexanik to'lqinlar. Akustika	76

1. To'liqin turlari. To'liqin jarayonlari. To'liqin tenglamasi. To'liqin interferensiyasi.	76
2. Turg'un to'liqinlar. To'liqin tezligi. Tovush to'liqlarining tarqalishi. Tovush intensivligi, chastotasi, balandligi va tembri.	79
3. Dopler effekti. Ultra tovushlar. Garmonik tebranma xarakatlari. Tebranma xarakatlarning energiyasi va xususiy chastotasi.	84
4. Tebranma xarakatlarni qo'shish. So'nuvchan va majburiy tebranishlar. Rezonans.	93
6-mavzu. Suyuqliklar mexanikasi.	98
1. Suyuqlik va gazlarda bosim. Atmosfera bosim. Suyuqlik va gazlar uchun Arximed qonuni.	98
2. Suyuqlik bosimining oqim tezligiga bog'liqligi. Suyuqlikning uzluksiz tenglamasi. Bernulli tenglamasi. Statistika fizika va muvozonatli xolat.	101
7-mavzu. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy qonunlari va tenglamalari.	105
1. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy qoidalari. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari.	105
2. Gaz molekulalarining issiqlik xarakati tezligi va energiyasi bo'yicha Maksvell taqsimoti. Barometrik formula.	112
3. Boltsman taqsimoti. Gaz molekulalarining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugirish yo'li. Ideal gaz ichki energiyasi... ..	116
4. Ideal gaz qonunlari. Izojarayonlar. Ideal gaz xolat tenglamasi. Ichki energiya o'zgarishi.	119
5. Termodinamik ish. Issiqlik miqdori. Termodinamika qonunlari.	123
8-mavzu. Real gazlar.	127
1. Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamalari.	127
2. Real gazlar ichki energiyasi. Joule-Tomson effekti.	132
3. Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchlari. Gazlarni suyultirish.	133
9-mavzu. Elektrostatika. kulon qonuni. elektr maydoni.	138
1. Elektr zaryadi. Elektr zaryadning saqlanish qonuni. Kulon qonuni (elektrostatikaning asosiy qonuni).	138
2. Elektrostatik maydon va uning kuchlanganligi. Maydonlar superpozitsiyasi.	141
3. Vakuumda elektrostatik maydonlar uchun Gauss teoremasi.	143

4. Elektrostatik maydon potentsiali elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajariladigan ish.	148
10-mavzu. O'zgarmas elektr toki.	154
1. Elektr toki. Tok kuchi va uning zichligi. Tashqi kuchlar. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish.	154
2. Om qonuni va uning integral hamda differentsial ko'rinishidagi ifodasi. O'tkazgichlar qarshiligi. Tokning ishi va quvvati. Joule-Lentz qonuni. Zanjirning bir jinslimas qismi uchun Om qonuni.	159
3. Turli muhitlarda elektr toki. Gazlarning ionlanishi. Nomustaqil gaz razryad. Mustaqil gaz razryad va uning turlari.	161
4. Plazma haqida tushuncha. Elektronning metallardan chiqish ishi. Termoelektron emissiya hodisasi. Kontakt potentsiallar farqi. Termoelektrik hodisalari.	167
11-mavzu. Magnit maydon. elektromagnit induksiya hodisasi	174
1. Magnit maydon va uning xarakteristikalar. Bio – Savar – Laplas qonuni va uning magnit maydonlarini hisoblash uchun qo'llanilishi.	174
2. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'sirlashuvi. Harakatdagi zaryadning magnit maydoni. Lorents kuchi. Magnit induksiya vektori oqimi.	180
3. Magnit maydon uchun Gauss teoremasi. Tokli o'tkazgichni magnit maydonida ko'chirishda bajariladigan ish. Elektromagnit induksiyasi hodisasi.	191
4. Faradeyning qonuni. Magnit maydonida aylanuvchi ramka. Konturning induktivligi. O'zinduksiya. Ulash va uzish ekstratoklari. O'zaro induksiya. Magnit maydon energiyasi. Uyurmali elektr maydon.	197
12-mavzu. Elektromagnit tebranishlar va to'lqinlar	203
1. Elektromagnit induksiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.	203
2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko'rinishi. Elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi.	209
3. Elektromagnit to'lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi. Maksvell tenglamalarining Lorents almashtirishlariga nisbatan invariantligi.	211

13-mavzu. Optikaning asosiy qonunlari. 218

1. Yorug'likning interferensiyasi. Yupqa qatlamlardagi yorug'lik interferensiyasi. Yorug'lik interferensiyasining qo'llanishi. 218
2. Difraksiya hodisasi. Yorug'lik dispersiyasi. Frenel zonalari. Fraunhofer difraksiyasi. Difraksion panjara. 224
3. Rentgen nurlari difraksiyasi. Yorug'lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiya. Yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasi. 231
4. Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni. Vavilov-Cherenkov nurlanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Malyus qonuni. 232
5. Yorug'likning ikki dielektrik muhitlar chegarasidan qaytishi va sinishidagi qutblanishi. Yorug'lik nurining ikkiga ajralib sinishi. Sun'iy optik anizotropiya. Kerr effekti. 236

14-mavzu. Nurlanishning kvant tabiati. fotoeffekt hodisasi. 241

1. Issiqlik nurlanishi va uning xarakteristikallari. Kirxgof qonuni. Stefan- Bolsman qonuni. Vinning siljish qonuni. 241
2. Reley formulasi. Plank formulasi. Optik pirometriya. Fotoelektrik effekt va uning turlari. 248
3. Tashqi fotoeffekt qonunlari. Tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi. Fotoeffektning qo'llanilishi. 256
4. Fotonning energiyasi, massasi va impulsi. Kompton effekti va uning elementar nazariyasi. 263

15-mavzu. Atom va yadro fizikasi. 273

1. Atomning Tomson va Rezerford modellari. Vodorod atomining chiziqli spektri. Bor postulatlar. Frank va Gers tajribasi. 274
2. Vodorod atomining spektri uchun Bor nazariyasi. Modda xossalari korpuskulyar – to'lqin dualizmi. De-Broyl to'lqin va uning xossalari. 281
3. To'lqin funksiyasi. Shredingerning umumiy hamda statsionar holatlar uchun tenglamalari. Vodorod atomining kvant mexanikasidagi talqini. 288
4. Kvant sonlari. Elektronning spini. Spin kvant soni. Shtern – Gerlax tajribasi. Pauli prinsipi. 298
5. Rentgen spektrlari. Mozli qonuni. Optik kvant generatorlari (Lazerlar). Atom yadrosining o'lchami, tarkibi va zaryadi. Massa va zaryad soni. 303

6. Massa defekti va yadroning bog'lanish energiyasi. Yadro spini va uning magnit momenti.	307
7. Yadro kuchlari. Radioaktiv nurlanish va uning turlari. Radioaktiv yemirilish qonuni. Siljish qoidasi.	313

J.R. Qodirov

UMUMIY FIZIKA

60540100 – Matematika va
60540200 – Amaliy matematika
sohalarning barcha bakalavr ta'lim yo'nalishlari uchun
(o'quv qo'llanma)

<i>Muharrir:</i>	<i>A. Qalandarov</i>
<i>Texnik muharrir:</i>	<i>G. Samiyeva</i>
<i>Musahhih:</i>	<i>Sh. Qahhorov</i>
<i>Sahifalovchi:</i>	<i>M. Bafoyeva</i>

Nashriyot litsenziyasi AI № 178. 08.12.2010. Original-maketdan bosishga ruxsat etildi: 01.08.2023. Bichimi 60x84. Kegli 16 shponli. «Times New Roman» garn. Ofset bosma usulida bosildi. Ofset bosma qog'ozi. Bosma tobog'i 10,2. Adadi 100. Buyurtma №413.

“Sadriddin Salim Buxoriy” MCHJ
“Durdona” nashriyoti: Buxoro shahri Muhammad Iqbol ko'chasi, 11-uy.
Bahosi kelishilgan narxda.

“Sadriddin Salim Buxoriy” MCHJ bosmaxonasida chop etildi.
Buxoro shahri Muhammad Iqbol ko'chasi, 11-uy. Tel.: 0(365) 221-26-45



ISBN 978-9943-9797-2-8



9 789943 979728