

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

**QARSHI MUHANDISLIK-IQTISODIYOT
INSTITUTI**

FIZIKA KAFEDRASI

FIZIKA

FANIDAN MA'RUZALAR MATNI

Университет ва институтларнинг:

Билим соҳаси: 700 000–Гуманитар соҳа

720 000–Ишлаб чиқариш техник соҳа

700 000–Хизматлар соҳаси

Таълим соҳаси: 700 000–Педагогика

710 000–Мухандислик иши

720 000–Ишлаб чиқариш технологияси

730 000–Компьютер теҳнологиялари ва информатика

750 000–Алоқа ва ахборотлаштириш, телекоммуни-
кация теҳнологиялари

710 000–Хизмат кўрсатиш

720 000–Транспорт

730 000–Атроф– муҳит муҳофазаси

740 000–Ҳаёт фаолият хавфсизлиги

Tuzuvchi:

Qarshi MII «Fizika» kafedrasi prof, Tursunov Q.SH. assistent, J.O.Ovlayev

Taqrizchilar:

Qarshi MII «Fizika» kafedrasi dotsenti Nuriddinov B.

Qarshi DU «Fizika» kafedrasi dotsenti Uzoqova G.S.

FIZIKA FANI HAQIDA

Reja:

1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, gipoteza, nazariya, amaliyot.
2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika va texnika.
3. Fizikaviy kattaliklar va ularning o'lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.

1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, gipoteza, nazariya, amaliyot. Fizika grekcha «Physis» so'zidan olingan bo'lib, tabiat maonosini bildiradi. Fizika fani boshqa fanlar kabi bizni o'rab olgan moddiy dunyoni–materianing obyektiv xossalarini o'rganadi.

Materiya tushunchasi oboyektiv reallikni ifodalaydigan falsafiy kategoriya bo'lib, bu obyektiv reallikni inson o'z sezgilari bilan idrok qiladi, undan nusxa oladi va aks ettiradi. Materiya bizni sezgi organlarimizga bog'liq bo'lmagan holda yashaydi.

Materiya ikki ko'rinishda–modda (elementar zarralar–elektron, proton, neytron v. b., atom va molekularlar, ionlar, fizik jismlar) va fizik maydonlar (gravitatsion, kuchli, kuchsiz, elektronmagnit) shaklida bo'ladi.

Fizika materiya harakatining eng umumiy ko'rinishlarini va ularni bir-biriga aylanishlarini o'rganadi. Masalan, Yer va osmon jismlarining xammasi ximiyaviy jixatdan sodda yoki murakkabligidan qat'iy nazar fizika kashf qilgan butun dunyo tortishish qonuniga bo'ysunadi. 'amma tabiatda bo'ladigan jarayonlar fizika aniqlagan qonunga–energiyaning saqlanish qonuniga bo'ysunadi.

Fizika barcha tabiat fanlarining muvaffaqiyatli rivojlanishi uchun zarur bo'lgan tadqiqot uslublarini ishlab chiqadi va zarur asboblarni yaratishga imkon beradi. Masalan, mikroskopning biologiya fani taraqqiyotidagi, spektral analizning kimyodagi, rentgen analizning tibbiyot taraqqiyotidagi, teleskopning astronomiyadagi ahamiyati kattadir.

Stoletovni fotoeffekt hodisasi ustida olib borgan ishlari hozirgi zamon televideniyesi va avtomatikasining taraqqiyotida keng qo'llanilmokda. Fizika fanining qishloq xo'jaligi mahsulotlari ishlab chiqarishdagi roli ham kattadir. 1778 yili Komov "Dehqonchilik haqida" degan kitobida shunday deb yozgandi: "Dehqonchilik deyarli boshqa fanlar qatori butun fizika bilan chambarchas bog'liqdir, uning o'zi ham amaliy fizikaning bir qismidir". Qishloq xo'jalik o'simliklarining hayot faoliyati jarayonlari o'simlik rivojlanayotgan muhitning fizik sharoitlariga: yorug'lik, issiqlik, temperatura, namlik, bosim va h.k. larga bog'liq bo'ladi. Bu sharoitlarni o'rganish fizikaning vazifalaridan biri hisoblanadi.

Fizik qonunlar tajribalardan olingan ma'lumotlarni umimlashtirish natijasida topiladi. Fizik qonunlar fizik hodisalar orasidagi obyektiv ichki bog'lanishni va fizik kattaliklar orasidagi real munosabatlarni ifodalaydi.

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 obyektlarni ularning ideallashtirilgan nuxsasi–modeli bilan almashtiriladi. Shu maqsadda fizikaning mexanika bo'limida moddiy nuqta, mutlaq nuqta (absolyut) qattiq jism, uzluksiz (yaxlit) muhit deb ataladigan mexanikaviy o'xshatmalardan (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 abstraksiya hisoblanadi. Bu tushunchani kiritganda biz asosiy e'tiborni o'rganilayotgan hodisaning bosh mohiyatini aniqlab beruvchi tomonlarga qaratib, boshqa xususiyatlar (jismning geometrik o'lchamlari, tarkibi, ichki holati va bu holatning o'zgarishi kabi xususiyatlar) ni inobatga olmaymiz. Fizika fanida faqat birgina jism o'rganilmasdan bir necha jismlar to'plami ham o'rganiladi. Bu jismlarni moddiy nuqtalar

to'plami (tizimi) deb qarash mumkin. Bitta makroskopik jismni ham xayolan mayda bo'lakchalarga bo'lib, bu bo'lakchalarni o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar tizimi (sistemi) deb tasavvur qilish 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. Ma'lumki har qanday kattiq jism tashqi kuch ta'sirida deformatsiyalanadi, ya'ni geometrik o'lchamlari, shakli biror darajada o'zgaradi. Lekin qo'yilgan masalaning mohiyatiga qarab ko'p hollarda deformatsiya tufayli bo'ladigan o'zgarishlarni hisobga olmasa ham bo'ladi. Mutlaq qattiq jism har qanday makroskopik jism kabi bir-biri bilan qattiq bog'langan moddiy nuqtalar tizimidan iborat deb tasavvur qilinadi.

Suyuqliklar, gazlar va deformatsiyalanadigan jismlarning harakatini hamda muvozanatini o'rganishda uzluksiz muhit tushunchasi qo'llaniladi. Ma'lumki, har qanday moddiy jism atom va molekullardan tashkil topgan bo'lib, diskret tuzilishga ega. Lekin masalani soddalashtirish maqsadida moddani uzluksiz yaxlit (muttasil) muhit deb qarab, uning atom va molekullardan tuzilganligi e'tiborga olinmaydi.

Jismlarning harakat qonunlarini o'rganishda fazo va vaqt tushunchalarini aniq tasavvur qilish muhim ahamiyat kasb etadi. Ma'lumki, hamma moddiy jismlar hajmga ega bo'lganlaiklari uchun ular muayyan joyni egallaydi va bir-birlariga nisbatan qandaydir tarzda joylashgan bo'ladi. 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. Har qanday mexanikaviy jarayon biror vaqt oralig'ida fazoda sodir bo'ladi. Vaqt-hodisalarning ketma-ket o'zgarish tartibini ifodalaydigan fizikaviy kattalikdir. Jismlar harakatini fazo va vaqtdan ajralgan holda tasavvur qilib bo'lmaydi. Shuning uchun ham jismlarning mavjudligi va ularning harakatlari fazoda va vaqt ichida sodir bo'ladi, deb qaraladi.

Harakatning kinematik tavsifi deganda istalgan vaqtda jismning fazodagi vaziyatini boshqa biror jismga nisbatan aniqlash tushuniladi.

Ixtiyoriy paytda jismning fazodagi vaziyatini aniqlashda qo'llaniladigan vaqtni o'lchovchi asbob (masalan, soat) va sanoq boshi (O nuqta) bilan bog'liq koordinatalar tizimi sanoq tizimi deyiladi.

Kinematik jarayonlar haqida aniq tasavvur hosil qilish uchun yuqoridagi misollarda jismning harakatini olib qaradik. Lekin "jism" o'rnida "moddiy nuqta" tushunchasini ishlatish ancha qulaylik tug'diradi.

Fizik hodisalarni o'rganish tajriba asosida boshlanadi. Hodisalarni tabiiy sharoitlarda o'rganish asosida tajriba orttirish-kuzatish deb, hodisalarni sun'iy sharoitda, ya'ni laboratoriya sharoitlarda amalga oshirib tajriba o'tkazishni esa eksperiment deb atash odat bo'lib qolgan. Albatta, eksperiment kuzatishga nisbatan bir qator afzalliklarga ega. Birinchidan, eksperimentda axborot olish uchun sarflanadigan vaqtni tejash mumkin. Masalan, tabiiy sharoitlarda biror hodisa ro'y berishi uchun bir necha sutkalab, hattoki oylab kutishga to'g'ri keladi. Laboratoriyalarda esa bu hodisani istalgan vaqtda amalga oshiriladi. Ikkinchidan, tabiiy sharoitlarda amalga oshayotgan tajribada hodisaga bir necha faktorlarning ta'siri aks etgan bo'ladi. Laboratoriyada esa sun'iy ravishda shunday sharoitlar yaratish mumkinki, natijada faktorlardan faqat birining o'zgarishi hodisaning o'tish jarayoniga qanday ta'sir ko'rsatishini tekshirish imkoniyati tug'iladi. Boshqacha qilib aytganda, eksperimentda "tozaroq sharoitlar" yaratish mumkin. Bu esa tajribada aniqlanayotgan kattaliklarni aniqroq o'lchashga imkoniyat yaratadi.

Umuman, tajriba deganda faktlarni qayd qilishnigina emas, balki faktlarni sistemaga keltirish, hodisa yoxud jarayonni xarakterlovchi fizik kattaliklar orasidagi bog'lanishni ham sifat, ham miqdoriy jihatdan aniqlashni tushunish lozim.

Tajribalarda yig'ilgan axborotlar hodisani tushuntirish uchun gipoteza (ilmiy faraz)lar yaratishga asos bo'lib xizmat qiladi. Gipotezani mantiqan rivojlantirish tufayli vujudga

keladigan natijalar tajribalarda tasdiqlanmasa, bunday gipoteza sinovdan o'tmagan, ya'ni xato gipoteza hisoblanadi.

Aksincha, gipotezadan kelib chiquvchi natijalar tajribalarda tasdiqlangan taqdirda gipoteza fizik nazariyaga aylanadi. Fizik nazariya bir sohadagi bir qator hodisalarni, ulaning mexanizimi va qonuniyatlarini tushuntira olishi kerak. Bundan tashqari, fizik nazariya qayd qilinmagan yangi hodisalarni oldindan aytib bera oladi. Agar bu yangi hodisalar tajribada qayd qilinsa, nazariya yana sinovdan o'tgan bo'ladi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, nazariyalar ham vaqt o'tishi bilan rivojlantiradi. Eksperiment texnikasini o'sishi bilan yangi hodisalar kashf etiladiki, ularni tushuntirishga nazariya ojizlik qilishi mumkin. Bu hollarda nazariyaga "tuzatma" kiritiladi. Demak, fizik nazariyalarning yaratilishi va sinalishi tajribalar bilan boshlanadi hamda tajribalar bilan isbotlanadi va rivojlantiriladi.

2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika va texnika. Fizika bizning eramizdan ilgariroq vujudga kelgan fan, o'sha vaqtda uning tarkibiga hozir kimyo, astronomiya, biologiya, geologiya deb nom olgan bir qator tabiiy fanlar ham kirgan. Keyinchalik, ular mustaqil fanlar darajasida shakllangan. Umuman, fizika va boshqa tabiiy fanlar orasida keskin chegara mavjud emas. Bu so'zlarning dalili sifatida kimyoviy fizika, geofizika, biofizika kabi birlashgan fanlarning vujudga kelishini ko'rsatish mumkin. Boshqacha qilib aytganda, fizikani barcha tabiiy fanlarning poydevori deb hisoblash mumkin. Shuning uchun ham Abu Rayhon Beruniy va Abu Ali ibn Sino kabi buyuk mutafakkir olimlarimizning ilmiy meroslarida ham fizikaga oid talaygina original fikrlar topilyapti.

Fizikaning va texnikaning rivojlanishi o'zaro chambars-chars bog'liq. Ajoyib fizik kashfiyotlar ertami-kechmi texnikada katta o'zgarishlar yasaydi. Masalan, elektromagnit to'lqinlarni tarqatish va qayd qilish, ya'ni radioaloqaning ixtiro qilinishi radiotexnikaga hayot bag'ishladi. Ikkinchi misol, neytronlar va ular ta'sirida og'ir yadrolar bo'linishining kashf qilinishi yadroviy energetikaga asos soldi. O'z navbatida texnika taraqqiyoti fizikaning rivojlanishini rag'batlantiruvchi muhim omildir. Birinchidan, texnika fizika fani oldiga yangi vazifalar qo'yadi. Ikkinchidan fiziklarni yangi materiallar, aniqroq asboblar va qurilmalar bilan ta'minlaydi. Masalan, hozirgi vaqtda yadroviy tadqiqotlarni zamonaviy texnika taraqqiyotini o'zida mujassamlashtirgan qurilmalar (yadroviy reaktor, sinxrofazotron, yarimo'tkazgichli mikrosxemalar, elektron-hisoblash mashinalar)siz tasavvur qilib bo'lmaydi, albatta.

Fizika fani erishayotgan yutuqlar falsafiy dunyoqarashlarni rivojlantiradi. Masalan, XIX asr oxiri va XX asr boshidagi fizik kashfiyotlar (radioaktivlik, elektron massasining tezlikka bog'liq ravishda o'zgarishi, energiya va massaning o'zaro bog'liqligi, elektron-pozitron juftining annigilyatsiyasi, nisbiylik nazariyasi va shunga o'xshash) ko'pgina fizik tasavvur va tushunchalardan voz kechishni talab qildi. Bu esa bir qator olimlar tomonidan dunyoni idealistik talqin qilish yo'lidagi bahonalardan biri bo'ldi.

Vaholanki, fan rivojlanishi bilan tabiatda sodir bo'luvchi hodisalarning mohiyatini anglashda inson bilimi boyib boradi. Tabiiy fanlarga, xususan fizikaga, tugallangan fan deb qarash mumkin emas. Fizika fani uzluksiz rivojlanib boradi, bu rivojlanish jarayonida fizik tushunchalar, qonuniyatlar boyiydi va chuqurlashadi. Materiya tuzilishi haqidagi birorta ham fizik tasavvurni tugallangan deb hisoblash mumkin emas.

Fizik tasavvurlar oboyoq reallikdan taxminiy nusxa (kopiya) bo'lib, ular ko'pqirrali haqiqatning ayrim bosqichlarini aks ettiradi. Shuning uchun dialektik materializm pozitsiyasidan fizika yutuqlariga yondashish "krizis"larni bartaraf qiladi va fanning rivojlanishiga ko'maklashadi. O'z navbatida, fizikaning yutuqlari dialektik materializmning rivojlanishiga kattagina hissa qo'shadi. Bunda akademik S.I. Vavilovning quyidagi so'zlarini eslash o'rinli: "Fizika prinsiplari va qonunlarining, asosiy tushunchalari va ta'riflarining nihoyat keng xarakteri bu fanni falsafa bilan yaqinlashtiradi. Fizika fanning mohiyati haqidagi aniq tasavvurlarga ega bo'lmasdan turib falsafiy jihatdan ma'lumotli bo'lish mumkin emas".

Fizika fanning taraqqiyoti boshqa fanlarning rivojlanishiga ham hissa qo‘shayapti. Masalan, kimyo va biologiya fanlarida oxirgi kashfyotlarning aksariyati nazariy va eksperimental fizika metodlariga tayangan holda amalga oshyapti. Shuning uchun ham S.I. Vavilov fizikani zamonaviy fanning “shtabi” deb atagan. Demak, ilmiy–texnik taraqqiyot bilan baravar qadam tashlaydigan har bir muhandis fizikaning asosiy qonunlariga oid bilimni egallashi shart.

Fizika ta’limning zamonaviy fan yutuqlariga nisbatan sifati hali ko‘ngildagidek emas. Jumladan, I. Nyuton, R. Dekardning klassik darajasidan boshlangan tabiatshunoslik, A. Enshteyn, V. Geyzenberg nomlari bilan bog‘liq noklassik darajadan o‘tib, I. Prigojin, G. Xakenning noklassik rivojlanishidan keyingi darajasiga yetdi. Ayni vaqtda, maktab, oliy o‘quv yurti va undan keyingi bosqichdagi tabiatshunoslik ta’limi hamon klassik darajada qolib ketmoqda. YA’ni ta’limning zamonaviy tabiatshunoslik yutuqlariga nisbatan sifatini qoniqarsiz deb aytish mumkin.

3. Fizikaviy kattaliklar va ularning o‘lchov birligi. Fizikaviy birliklarning Xalqaro sistemasi. 1960 yil oktabrda fizik kattaliklarning Xalqaro sistemasi qabul qilindi. 1961 yilning 24 avgustida oldingi ittifoqda «Sistema internatsionalnaya» so‘zlarining bosh xarflari bo‘yicha SI («Es–I» deb o‘qiladi) tarzida belgilangan birliklar sistemasi tasdiqlandi. SI da yettita asosiy birlik va ikki qo‘shimcha birlik qabul qilingan.

Xalqaro sistema (SI) da fizik kattaliklarning o‘lchov birliklari

Kattalikning nomi	Kattalikning o‘lchov birligi		
	Nomi	belgisi	Ta’rifi
1	2	3	4
Asosiy birliklar			
Uzunlik	Metr	m	Kripton-86 atomining $2p_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasidagi o‘tishga mos bo‘lgan vakuumdagi nurlanishning $1.650.763.730$ to‘lqin uzunligi 1 metr deb qabul qilingan
Massa	Kilogramm	kg	Xalqaro kilogramm prototipining massasini 1 kilogramm deb qabul qilingan.
Vakt	Sekund	s	Seziy-133 atomi asosiy holatining ikki o‘ta nozik sathlari orasidagi o‘tishga mos bo‘lgan $9\,192\,631\,770$ nurlanish davri 1 sekund deb qabul qilingan
Elektr tokining kuchi	Amper	A	Amper–vakuumda bir-biridan 1 metr masofada joylashgan ikki parallel cheksiz uzun va kesimi juda kichik tug‘ri o‘tkazgichlardan tok o‘tganda o‘tkazgichning har 1 m uzunligida $2 \cdot 10^{-7} H$ o‘zaro ta’sir kuchi hosil qiladigan o‘zgarmas tok kuchidir
Termodinamik temperatura	Kelvin	K	Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning $\frac{1}{273,16}$ ulushi 1 kelvin deb qabul qilingan
Modda miqdori	Mol	mol	Uglerod-12 ning 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng element (masalan, atom, molekula, ion, . . .) lardan tashkil

			topgan sistemadagi modda miqdori 1 mol deb qabul qilingan
Yorug'lik kuchi	Kandela	kd	101325 Pa bosim ostidagi platinaning qotish temperaturasi teng temperaturadagi to'la nurlangichning 1 m^2 yuzasidan perpendikulyar yo'nalishda chiqarilayotgan yorug'lik kuchi 1 kandela deb qabul qilingan
Qo'shimcha birliklar			
Yassi burchak	Radian	rad	Uzunligi radiusiga teng yoyga (aylana yoyiga) tiraluvchi markaziy burchak 1 radian deb qabul qilingan
Fazoviy burchak	Steradian	sr	Uchi sfera markazida bo'lgan va shu sfera sirtidan radius kvadratiga teng yuzali sirtini ajratadigan fazoviy burchakni 1 steradian deb qabul qilingan

MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI

Reja:

1. Mexanik harakat va uning nisbiyligi. Sanoq sistemasi. Moddiy nuqta.
2. Tezlik. Tezlanish.
3. Inertsial sanoq sistemalari. N'yuton qonunlari.
4. Impul'sning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat.
5. Mexanik ish. Quvvat.
6. Energiya. Energiyaning saqlanish va aylanish qonuni.

1. Mexanik harakat va uning nisbiyligi. Sanoq sistemasi. Moddiy nuqta. Mexanik harakatining eng sodda turi mexanik harakatdir. Jismlarning yoki jism qismlarining fazoda bir-biriga nisbatan vaqt o'tishi bilan siljishi mexanik harakat deb ataladi. Mexanik harakatda bir jismning vaziyati boshqa jismlarga nisbatan o'zgaradi. Masalan, parohod qirgoqqa nisbatan, poezd temir yo'l iziga nisbatan, tramvay, trolleybus, avtobuslar daraxtlarga nisbatan harakat qiladi va hakoza. Ammo qirgoq, temir yo'l rel'si va daraxtlarning o'zi ham Er bilan birga harakatlanib turadi. Tabiatda multaqa harakatsiz jism yo'q.

Tabiatdagi hamma jismlar harakatda bo'lganligidan har qanday tinchlik nisbiydir.

Har qanday tinchlik nisbiy bo'lgani kabi, har qanday harakat ham nisbiydir.

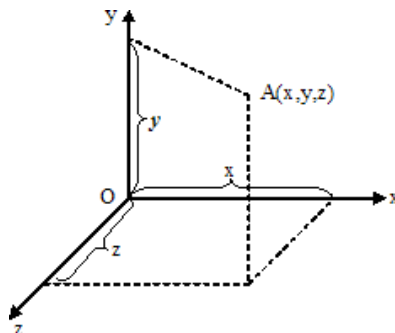
Fizikaning jismlar mexanik harakatini va nisbiy tinchlik sharoitlarini o'rganadigan bo'limi mehanika deyiladi. Mexanika uch qismga bo'linadi: kinematika, dinamika va statika.

Mexanikaning mexanik harakatni uni yuzaga keltirgan sabablarga bogliq bo'lmagan holda o'rganadigan bo'limiga **kinematika** deyiladi.

Mexanikaning jismlarning harakat qonunlarini harakatlanayotgan jism massalariga va ta'sir etuvchi kuchlarga bogliq holda o'rganadigan bo'limiga **dinamika** deyiladi. Mexanikada jismni mexanik harakatga keltira oladigan kuchlar mavjud bo'lganda ham kuzatilayotgan jism o'zining nisbiy tinch yoki muvozanat holatini saqlaydigan hodisalar ham o'rganiladi.

Mexanikaning kuch ta'sirida jismlarning muvozanat holatlarini saqlash shartlarini o'rganadigan bo'limiga **statika** deyiladi.

Bir harakatning o`zi turli jismlarga nisbatan qaralsa. Turlicha bo`lib ko`rinishi mumkin. Misol uchun harakatdagi avtobus salonida o`tirgan passajir haqida konduktor "passajir harakatsiz o`tiribdi",–deb aytadi. O`tib ketayotgan avtobusni kuzatuvchi esa, "passajir mendan uzoqlashib bormoqda",–deydi. Passajir harakatsiz o`tiribdi, deb aytayotgan konduktor passajirning vaziyatini salondagi narsalarga nisbatan qaraydi, kuzatuvchi esa passajirning vaziyatini o`ziga nisbatan yoki yonida turgan jismlarga nisbatan kuzatadi. Ikkala kuzatuvchi passajirning vaziyatini boshqa–boshqa ikki jismga nisbatan kuzatayotgani uchun turlicha hulosaga keladilar. Aslini olganda, ularning ikkalasi ham haqlidir. Shuning uchun jismning harakatini tasvirlashda, ya'ni uning vaziyatining uzgarishini ko`rsatishda, berilgan jismning harakati qaysi jismga yoki jismlar sistemasiga nisbatan qaralishini tanlab olish kerak.

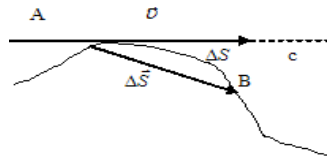


1–rasm.

Mazkur jismning harakati qanday jism yoki jismlar sistemasiga nisbatan qaralayotgan bo`lsa, o`sha jism yoki jismlar sistemasi **sanoq boshi sistemasi yoki sanoq sistemasi deb ataladi**. Erda jismlarning harakatini tekshirganda sanoq sistemasi qilib odatda Er yoki Erga nisbatan harakatsiz bo`lgan turli jismlar olinadi. Sanoq sistemasi qilib olingan jismga biror koordinatalar sistemasi boglanadi va bunga nisbatan jismlar harakati o`rganiladi. Odatda to`gri burchakli Dekart koordinatalar sistemasi qo`llaniladi. Bu holda jism turgan A nuqtaning vaqtning istalgan paytidagi vaziyati biror shartlashib olingan masshtabda OH o`q bo`yicha o`lchangan x , OY o`q bo`yicha o`lchangan y va OZ o`q bo`yicha o`lchangan z masofalar bilan to`liq aniqlanadi. x , y , z kesmalar A nuqtaning koordinatalari bo`ladi.

Jismlarning harakati haqidagi ko`pgina amaliy masalalarda berilgan jismlarning o`lchami va shakli rol o`ynamasdan, balki ularning faqat massasi muhim ahamiyatga ega bo`ladi. Bu holda real jismni shu jism massasiga teng massaga ega bo`lgan nuqta deb qarash mumkin. Ko`rilayotgan harakatda shakli va o`lchamlarini e`tiborga olmasa ham bo`ladigan jism moddiy nuqta deb ataladi. Masalan, Yerning Quyosh atrofidagi harakatini o`rganishda Yer va Quyoshni moddiy nuqtalar deb olish mumkin. Yerning o`z o`qi atrofidagi harakatini o`rganishda esa Yerni moddiy nuqta deb qarash mumkin emas, chunki Yerning shakli va o`lchamlari uning aylanma harakati harakteriga ancha ta'sir ko`rsatadi.

2. Tezlik va tezlanish. Kundalik kuzatishlarimizdan bir jism ikkinchi jismdan tezroq yoki sekinroq harakatlanishini bilamiz. Masalan, poezd samolyotdan sekinroq yoki avtomobil' velosipeddan tezroq harakatlanadi. Jismlarning harakati goh sekinlashishi, goh tezlashishi mumkin. Masalan, avtobus bekatga yaqinlashayotganida uning harakati sekinlashadi va, aksincha, bekatdan uzoqlashayotganida esa harakati tezlashadi. Jismlar harakatining jadalligini harakterlash uchun tezlik tushunchasi kiritiladi. Vaqt birligi ichida jismning o`tgan masofasining son qiymatiga teng bo`lgan fizik kattalikka **tezlik** deyiladi. U vektor kattalik bo`lib, v bilan belgilanadi.



2-rasm.

Moddiy nuqta A nuqtadan B nuqtaga egri chiziqli traektoriya bo`yab harakat qilib, Δt vaqt oraligida Δs yo`lni o`tgan bo`lsin. Moddiy nuqtaning vaqt birligida o`tgan yo`li bilan o`lchanadigan fizik kattalik harakatning $\vartheta_{o`r}$ **o`rtacha tezligi** deyiladi:

$$\vartheta_{o`r} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (1)$$

Traektoriyaning A nuqtasiga \vec{AS} urinma va AB vatar o`tkazamiz, bu vatar moddiy nuqtaning Δt vaqt oraligidagi $\vec{\Delta s}$ ko`chishini ko`rsatadi. O`rtacha tezlikning kattaligi traektoriyaning turli qismlarida turlicha bo`ladi. Chunki u Δs yo`ning kattaligiga yoki huddi shuning o`zi Δt vaqt kattaligiga bogliq bo`ladi. Vaqt oraligini cheksiz kichiklashtirib boramiz, ya`ni $\Delta t \rightarrow 0$ deb olamiz. Bu holda B nuqta A nuqtaga, AB vatar Δs yoyga intiladi va ularning har ikkalasi \vec{AS} urinma bilan ustma-ust tushadi. Shunday qilib, kichik Δs yoy bo`yab egri chiziqli harakat traektoriyaga A nuqtada o`tkazilgan urinmaning cheksiz kichik kesmasi bo`yab tugri chiziqli harakatga aylanadi. Shu Δs kichik yo`ldagi o`rtacha tezlik esa A nuqtadagi ϑ oniy yoki haqiqiy tezlikka intiladi. Shuning uchun oniy yoki **haqiqiy tezlikka** intiladi. Shuning uchun oniy tezlikning kattaligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vartheta_{o`r} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} \quad (2)$$

Oniy tezlik traektoriyaga o`tkazilgan urinma bo`yab yo`nalgan. $\Delta t \rightarrow 0$ da $\vec{\Delta s}$ ko`chish bilan Δs yo`l (yoy) ustma-ust tushishini nazarga olib,

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vartheta_{o`r} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{ds}{dt} \quad (3)$$

deb yozish mumkin.

Shunday qilib, traektoriyaning ixtiyoriy nuqtasida harakatning oniy tezligi traektoriyaga o`tkazilgan urinma bo`yab yo`nalgan, kattaligi jihatidan esa vaqt oraligi nolga intilganda o`rtacha tezlik limitiga teng bo`lgan vektor kattalikdir.

Tezlik birligi qilib shunday harakatning tezligi qabul qilinadiki, bunda jism vaqt birligi davomida masofa borligiga teng yo`lni bosib o`tadi.

SI da tezlik birligi bir sekund ichida bir metr yo`l bosiladigan harakatning tezligidan iborat bo`ladi.

$$\text{Tezlik ta'rifiga ko'ra } [\vartheta] = \frac{[\Delta s]}{[\Delta t]} = \frac{1m}{1s} = 1 \frac{m}{s}$$

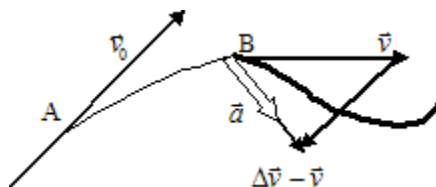
Vaqt o`tishi bilan tezlikning kattaligi va yo`nalishi o`zgarib boradigan harakat tabiatda ko`p uchraydi. Tezlikning bunday o`zgarishini harakterlash uchun tezlanish degan fizik kattalik kiritiladi. Vaqt birligi ichida tezlik vektori o`zgarishining son qiymatiga teng bo`lgan fizik kattalikka tezlanish deyiladi. Tezlanish vektor kattalik bo`lib, a harfi bilan belgilanadi.

Agar jismning $\vec{\vartheta}_0$ boshlangich tezligi Δt vaqt davomida $\vec{\vartheta}$ qiymatgacha o`zgargan bo`lsa, ta'rifga muvofiq tezlanish quyidagiga teng bo`ladi:

$$\vec{a} = \frac{\vec{\vartheta} - \vec{\vartheta}_0}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{\vartheta}}{\Delta t} \quad (4)$$

Tezlanish birligi qilib vaqt birligi ichida tezligi bir birlikka o'zgaradigan harakatning tezlanishi qabul qilinadi. SI da tezlanish birligi qilib tezligi har sekundda 1 — ga o'zgaradigan m

harakatning tezlanishi qabul qilinadi, ya'ni $[a] = \frac{[\Delta v]}{[\Delta t]} = \frac{1m/s}{1s} = 1 \frac{m}{s^2}$



3–rasm.

3. Inersial sanoq sistemalari. N'yuton qonunlari. Dinamika deb, mehanikaning kuch ta'siridagi jismlarning harakatini o'rganadigan bo'limiga aytiladi.

Dinamikaning asosiy qonunlari uchta bo'lib, ularni 1687 yili ingliz fizigi Isaak N'yuton (1643–1727) kashf qilgan va uning sharafiga N'yuton qonunlari deb ataladi.

Inertsia qonuni haqidagi fikr XVII asrning boshlarida mashhur ital'yan fizigi Galileo Galiley (1564–1642) tomonidan aytilgan bo'lib, u Erga tortilishi, havoning ishqalanishi va qarshiligi kabi turli ta'sirlardan ozod bo'lgan jism ideal hollarda o'zgarmas tezlik bilan abadiy harakat qilish kerak degan to'g'ri hulosaga keldi. Frantsuz fizigi va matematigi Rene Dekart (1596–1650) bu hulosani rivojlantirib, erkin jism o'zining to'g'ri chiziqli harakatini davom ettirishga intiladi deb uqtirdi.

N'yuton o'zidan oldin o'tgan olimlarning hulosalariga hamda o'zining kuzatish va tajribalari natijalariga asoslanib, inertsia qonunini dinamikaning birinchi qonuni sifatida qabul qildi va uni quyidagicha ta'riflanadi:

Agar biror jismga boshqa jismlar yoki tashqi kuch ta'sir etmasa, u o'zining nisbiy yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat holatini saqlaydi.

N'yutonning birinchi qonunidan jismga kuch ta'sir qilmasa ($\vec{F} = 0$), u tinch ($\vec{v} = 0$) yoki yo'nalish va kattalik jihatdan o'zgarmas tezlik ($\vec{v} = const$) bilan harakat qiladi. Shuning uchun ham, N'yutonning birinchi qonunini matematik nuqtai nazardan quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F} = 0 \quad \text{bo'lsa,} \quad \vec{v} = 0 \quad \text{yoki} \quad \vec{v} = const \quad \text{bo'ladi}$$

Jismlar o'zlarining tinch yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat holatini saqlash qobiliyatiga inertsia (lotincha "kotib kolishlik", "harakatsizlik" demakdir) deyiladi. Shuning uchun N'yutonning birinchi qonuni inertsia qonuni deb ham yuritiladi.

Inertsia materiyaning eng umumiy xususiyatlaridan biridir. Barcha jismlar, ular qaerda bo'lishidan qat'iy nazar, inertsiyaga ega.

N'yutonning inertsia qonunini bevosita tekshirish mumkin emas, chunki atrofdagi ta'sirlar (havoning qarshiligi, ishqalanish kuchi, ogirlik kuchi va shu kabilar)ni bartaraf qilib bo'lmaydi. Lekin shunga qaramasdan, ayrim hollarda inertsianing namoyon bo'lishini kuzatish mumkin. Masalan, harakatlanayotgan tramvayning tezligi miqdor yoki yo'nalish bo'yicha birlan o'zgarganida tramvaydagi yo'lovchilar o'zlarining dastlabki holatini saqlagan holda, agar tramvayning tezligi kamaya borsa—oldinga, orta borsa—orqaga, tramvay o'ngga burilsa—chapga burilganda—o'ngga ogadilar.

N'yutonning birinchi qonuni har qanday sanoq sistemasida ham bajarilavermaydi. N'yutonning birinchi qonuni bajariladigan sanoq sistemasiga inersial sanoq sistemasi deyilib, bajarilmaydigan sanoq sistemasiga esa noinersial sanoq sistemasi deb ataladi.

N'yutonning birinchi qonunidan jismga boshqa jismlar ta'sir qilgandagina uning tezligi miqdor va yo'nalish jihatdan o'zgarishi mumkin ekanligi kelib chiqadi. Bir jismning boshqa jismlarga ta'sirini harakterlovchi fizik kattalikka kuch deyiladi.

Kuch deb, jismlarga tezlanish bera oladigan yoki ularni deformatsiyalaydigan fizik kattalikka aytiladi.

Kuch vektor kattalik bo'lganligidan, kuch ta'sirida jism olgan tezlanish vektorining yo'nalishi hamma vaqt kuchning yo'nalishi bilan mos tushadi.

N'yuton jismga qo'yilgan kuch bilan uning olgan tezlanishi va massasi orasidagi boglanishini aniqlash uchun gorizonta tekis sirtidagi aravachaning kuch ta'siridagi harakatini tekshirib, quyidagi ikkita hulosaga keladi:

1-xulosa: o'zgarimas massali ($m = const$) jismning kuch ta'sirida olgan tezlanishi shu kuchga to'g'ri proporsional:

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

2-xulosa: jismlarning o'zgarimas kuch ($F = const$) ta'sirida olgan tezlanishi ularning massalariga teskari proporsional:

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

Bu xulosalarga asoslangan N'yuton dinamikaning ikkinchi qonunini quyidagicha ta'rifladi:

Kuch ta'sirida jismning olgan tezlanishi kuchga to'g'ri proporsional bo'lib, massasiga teskari proporsionaldir, ya'ni:

$$\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m} \quad (5)$$

bunda k-proporsionallik koeffitsienti bo'lib, (4) formulaga kiruvchi a, F va m kattaliklar qaysi birliklar sistemasida o'lchanganiga bogliq. Agar bu kattaliklar bitta birliklar sistemasida ifodalansa, u vaqtda $k=1$ bo'ladi.

Shunday qilib, N'yuton ikkinchi qonunining matematik ifodasi bitta o'lchov birliklar sistemasida quyidagi ko'rinishida yoziladi:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (6)$$

jismga ta'sir qiluvchi kuch quyidagicha teng:

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} \quad (7)$$

Bu tenglik ham N'yuton ikkinchi qonunining matematik ifodasi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi:

Jismga ta'sir qiluvchi kuch jism massasining uning olgan tezlanishiga ko'paytmasiga teng.

Agar jismga bitta emas bir qancha kuch ta'sir qilayotgan bo'lsa, u vaqtda N'yuton ikkinchi qonunining matematik ifodasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

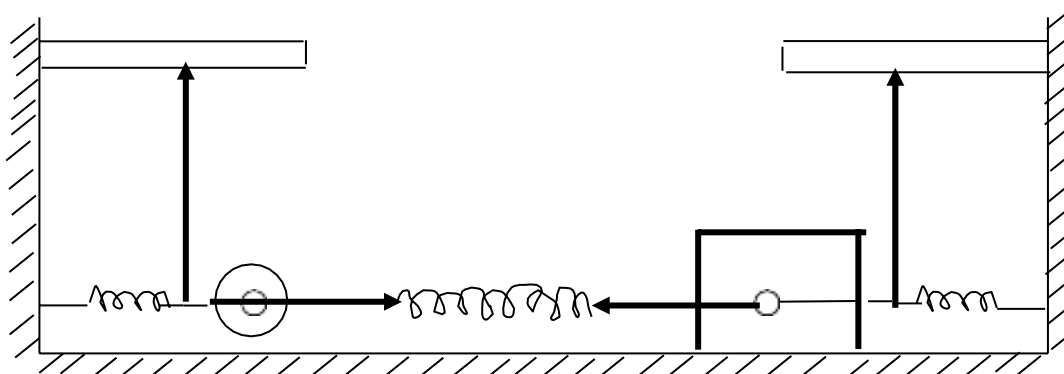
$$m\vec{a} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \dots + \vec{F}_n \quad \vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \vec{F} \quad (8)$$

bu erda Σ (grekcha "sigma" harfi) ishora yigindini bildiradi, a —jismning olgan tezlanishi, m —uning massasi, \vec{F} —jismga qo'yilgan hamma kuchlarning natijalovchisidir. Binobarin, natijalovchi F kuch jismga qo'yilgan hamma kuchlarning vektor yigindisiga teng.

Tabiatda hech qachon bir jismning ikkinchi jismga ta'siri bir tomonlama bo'lmay, har doim jismlar orasida o'zaro ta'sir hosil bo'ladi. 4-rasmda ikki jismning o'zaro ta'siri

tasvirlangan. Tajribada \vec{F}_1 va \vec{F}_2 —birinchi va ikkinchi jismga qo'yilgan kuchlar bo'lib,

dinamometrning ko'rsatishicha, ular miqdor jihatdan teng. Bu tajriba natijasiga binoan N'yutonning uchinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi:



4-rasm.

Ikki jismning o'zaro ta'sir kuchlari miqdor jihatdan teng va bir to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi yo'nalgan, ya'ni:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 \quad (9)$$

Bu erda F_1 va F_2 ta'sir va aks ta'sir kuchlari, ular mos ravishda birinchi va ikkinchi jismga va

qo'yilgan kuchlar bo'lib, hamma vaqt juft holda mavjuddir.

Eslatma: Jismlarning ta'sir va aks ta'sir kuchlari boshqa-boshqa jismlarga qo'yilgan bo'ladi va shuning uchun ular bir-birini muvazanatlay olmaydi.

N'yutonning uchinchi qonunidagi va kuchlarning o'rniga dinamikaning ikkinchi qonunidan $\vec{F}_1 = m_1 \vec{a}_1$ va $\vec{F}_2 = m_2 \vec{a}_2$ larni qo'yib, quyidagini olamiz:

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2 \quad \text{yoki} \quad m_1 a_1 = -m_2 a_2$$

Bundan:

$$\frac{m_1}{a_2} = -\frac{m_2}{a_1} \quad (10)$$

Jismlarning o'zaro ta'sir vaqtida olgan tezlanishlari jismlarning massalariga teskari proporsional bo'lib, qarama-qarshi yo'nalgan.

N'yutonning uchinchi qonunidagi ta'sir va aks ta'sir kuchlari bir vaqtda paydo bo'lib, bir vaqtda yo'qoladi va shuning uchun kuchlarning ta'sir vaqtlari o'zaro teng bo'ladi. (10) tenglamaning o'ng tomonidagi surat va mahrajini vaqtga ko'paytirilsa, quyidagi hosil bo'ladi:

$$\frac{m_1}{m_2} = -\frac{a_2 t}{a_1 t},$$

bunda $a_1 t = \vartheta_1$ va $a_2 t = \vartheta_2$ lar birinchi va ikkinchi jismlarning tezliklaridir. Binobarin,

$$\frac{m_1}{m_2} = -\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} \quad (11)$$

Jismlarning o'zaro ta'sir tufayli olgan tezliklari ularning massalariga teskari

proportsional bo`lib, qarama–qarshi yo`nalgan (11) tenglikdan quyidagini yozish mumkin:

$$m_1 \vartheta_1 = -m_2 \vartheta_2$$

Demak, jismlarning o`zaro ta'siridan olgan impul'slari teng va qarama–qarshi yo`nalgan.

4. Impul'sning saqlanish qonuni. reaktiv harakat. Impul'sning saqlanish qonuni aniq bir mehanik sistemadagi jismlarga taalluqlidir, Sistemadagi jismlarga ichki va tashqi kuchlar deb ataluvchi ikki hil kuchlar ta'sir qilishi mumkin.

Tashqi kuchlar deb, sistemadagi jismlarga tashqi jismlar tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarga aytiladi.

Ichki kuchlar deb, sistema ichidagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlariga aytiladi. Binobarin, N'yuton uchinchi qonunidagi kuchlarga ichki kuchlar deyiladi.

Tashqi kuchlar ta'sir qilmagan, ya'ni faqat ichki kuchlari mavjud bo'lgan jismlar sistemasiga yopiq va izolyatsiyalangan sistema deyiladi.

N'yutonning ikkin va uchinchi qonunlariga binoan impul's (harakat miqdori) ning saqlanish qonunining matematik ifodasini osongina isbotlash mumkin.

Faraz qilaylik, yopiq sistemada massalari m_1 va m_2 bo'lgan ikki jism ichki kuchlar

ta'sirida biror inertsiyal sanok sistemaga nisbatan harakatlanayotgan bo'lsin. N'yutonning uchinchi qonuniga binoan, o'zaro ta'sir qilayotgan ikki jism uchun ta'sir va aks ta'sir kuchlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 \quad (12)$$

N'yuton ikkinchi qonuniga binoan ta'sir va aks ta'sir kuchlari quyidagiga teng:

$$\vec{F}_1 = m_1 \vec{a}_1 \quad \text{va} \quad \vec{F}_2 = m_2 \vec{a}_2 \quad (12 a)$$

bunda \vec{a}_1 va \vec{a}_2 lar birinchi va ikkinchi jismning olgan tezlanishlari. Shunday qilib, \vec{F}_1 va \vec{F}_2 larning ifodalarini tenglikka qo'yilsa, quyidagi hosil bo'ladi:

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2 \quad (12b)$$

Jismlarning boshlangich tezliklari \vec{v}_1 va \vec{v}_2 bo'lib, t vaqt o'tgandan keyin o'zgarib, \vec{u}_1 va \vec{u}_2 ga teng bo'lib qolsin. U vaqtda jismlarning olgan tezlanishlari mos ravishda quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{a}_1 = \frac{\vec{u}_1 - \vec{v}_1}{t}; \quad \vec{a}_2 = \frac{\vec{u}_2 - \vec{v}_2}{t} \quad (13)$$

(13) ni (12b) ga qo'yilsa, quyidagiga ega bo'linadi:

$$m_1 \frac{\vec{u}_1 - \vec{v}_1}{t} = -m_2 \frac{\vec{u}_2 - \vec{v}_2}{t}, \quad (13a)$$

yoki

Bu formulani quyidagi qulay ko'rinishda yozamiz:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_1 \vec{u}_1 = m_2 \vec{v}_2 + m_2 \vec{u}_2 = const \quad (14)$$

Jism massasi m ning tezligi v ko'paytmasi k = mv ga jismning impul'si (harakat miqdori) deyiladi.

Bu (14) tenglamaning chap tomonida ikki jismning boshlangich impul'slari yigindisi, o'ng tomonida esa o'sha jismlarning t vaqt o'tgandan keyingi impul'slari yigindisidir. (14) tenglama ikki jism uchun impul's saqlanish qonunining matematik ifodasi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi:

Yopiq sistemadagi ikki jism impul'slarining geometrik (vektor) yigindisi har doim o'zgarmas qoladi.

Yopiq sistemadagi jismlar ikkitadan ko'p bo'lganda ham jismlar impul'slarining yigindisi o'zgarmaydi. Shunday qilib, impul's saqlanish qonunini umumiy ko'rinishda ta'riflash mumkin:

Yopiq sistemadagi barcha jism impul'slarining geometrik (vektor) yigindisi har doim o'zgarmas qoladi. Bu qonun faqat katta jismlar uchungina emas, shuningdek molekularlar, atomlar va elementar zarrachalar uchun ham o'rinlidir.

Impul's saqlanish qonunining amaldagi qo'llanishiga reaktiv harakatni misol qilib olish mumkin.

Reaktiv harakat deb jismning biror qismi undan qandaydir tezlik bilan otilib chiqqanda jismning olgan qarama-qarshi yo'nalgan harakatiga aytiladi. Reaktiv harakatni hosil qiluvchi kuchga orqaga itarish kuchi yoki reaktiv kuch deyiladi.

Birinchi reaktiv uchuvchi apparat-raketaning loyihasini 1881 yili revolyutsioner-narodnik N.I.Kibal'chik tavsiya qilgan. Planetalararo fazo-kosmosda uchish nazariyasini yaratishda K.E.Siolkovskiyning (1857–1935 y) ishlari katta ahamiyatga ega bo'ldi. Siolkovskiyning goyalari ajoyib olim Sergey Pavlovich Korolyov rahbarligida sovet olimlari va texniklari tomonidan amalga oshirildi. Sovet olimlari yaratgan birinchi raketalardan biri 1937 yilda sinab ko'rildi. Suyuq yonilgi ilan ishlaydigan birinchi raketa-planeri 1940 yilda erkin uchirildi.

Hozirgi vaqtda Erning sun'iy yo'ldoshi va kosmik kemalarni ko'p bosqichli raketalar yordamida uchish orbitalariga chiqariladi. Ko'p bosqichli raketalarni yasash goyasi Siolkovskiy tomonidan aytilgan bo'lib, amalda uch va to'rt bosqichli raketalarni qo'llash maqsadga muvofiq ekanligi ma'lum bo'ldi.

5.Mexanik ish. Quvvat. Kuchning bosib o'tilgan yo'l davomidagi ta'siri mexanik ish deb ataluvchi fizik kattalik bilan karakterlanadi. Mexanik ish bajarilishi uchun birinchidan jismga ta'sir qilish va ikkinchidan jism siljishi shart.

Mexanik ish bajarilish protsessda materiya harakatining bir ko'rinishi ikkinchi ko'rinishga o'tishi kuzatiladi. Masalan, elektrovoz, trolleybus va tramvaylarning ish bajarish protsessida materiya harakatining elektr ko'rinishi mexanik ko'rishiga aylanadi. Avtomobil' dvigateli, bug turbinalari va issiqlik mashinalarining ishlash protsessida esa materiya harakatining issiqlik shakli mexanik shaklga aylanadi.

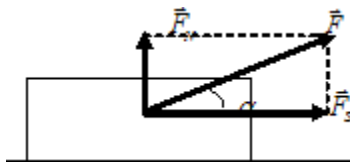
Yuqorida aytilganlarga asoslanib, mexanik ishni quyidagicha ta'riflash mumkin:

Mexanik ish deb, texnika va tabiat hodisalarida mexanik harakatni materiya harakatining boshqa ko'rinishiga o'tishini yoki uzatilishini miqdor jihatdan karakterlovchi fizik kattalikka aytiladi.

Mexanik ish skalyar kattalik bo'lib, kuch bilan kuch ta'siri yo'nalishida jism bosib o'tgan yo'lning ko'paytmasiga teng, ya'ni:

$$A = F \cdot s,$$

bunda—A bajarilgan ish, F—jismga ta'sir qiluvchi o'zgarmas kuch, s – o'tilgan yo'l.



4–rasm.

Agar ta'sir qiluvchi kuch ko'chish yo'nalishi bilan α burchak tashkil qilsa, bu kuchni ikkita tashkil etuvchiga ajratish mumkin: bulardan biri kuchish bo'yicha yo'nalgan \vec{F}_a va

ikkinchisi ko'chishga normal ravishda yo'nalgan \vec{F}_N kuchlardan iborat bo'ladi. U vaqtda,

ishning ta'rifiga binoan, \vec{F} kuchning faqat \vec{F}_s tashkil etuvchisi ish bajaradi, ya'ni:

$$A = F_s \cdot s \quad (15)$$

6-rasmdagi chizmadan $\vec{F}_s = F \cos \alpha$ bo'ladi va uni (15) ga qo'yilsa, yo'l va kuchning yo'nalishi mos kelmagan holdagi ishni hisoblash formulasi kelib chiqadi:

$$A = F \cdot s \cdot \cos \alpha \quad (16)$$

O'zgarimas kuchning bajargan ishi kuchni jism bosib o'tgan yo'lga kuch bilan harakat yo'nalishi orasidagi burchak qosinusi ko'paytmasiga teng.

(16) formuladagi α burchakning har hil qiymatlariga mos kelgan hususiy hollarda bajarilgan ishlarni qarab chiqaylik:

1) Agar $\alpha = 0$ bo'lsa, $\cos \alpha > 0$ bo'lib, o'zgarimas kuchning bajargan ishi maksimal va kuchning yo'lga ko'paytmasiga teng bo'ladi: $A_{maks} = Fs$

2) Agar $\alpha < \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, $\cos \alpha > 0$ bo'lib, o'zgarimas kuchning bajargan ishi musbat bo'ladi. Bu holda jismni harakatlantiruvchi kuch ish bajaradi;

3) Agar $\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, $\cos \alpha = 0$ bo'lib, o'zgarimas kuchning bajargan ishi nol bo'ladi. Masalan, jismning aylana bo'ylab harakatida jism boglangan ipning taranglik kuchi (markazga intilma kuch) ish bajarmaydi;

4) Agar $\alpha = \pi$ bo'lsa, $\cos \alpha = -1$ bo'lib, kuch siljishiga qarama-qarshi yo'nalgan va kuchning bajargan ishi manfiy bo'ladi.

Amalda faqat bajarilgan ishning o'zigina emas, shu bilan birga bu ish qancha vaqtda bajarilganligi katta ahamiyatga ega, Shuning uchun ham turli mashinalarning ish unumdorligi dvigatklning ish bajarish sur'atidan iborat bo'lgan quvvat deb ataluvchi fizik kattalik bilan harakterlanadi.

Dvigatelning quvvati deb, vaqt birligi ichida bajarilgan ishga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$N = \frac{A}{t} \quad (17)$$

bu erda A-bajarilgan ish, t - shu ishni bajarish uchun ketgan vaqt.

Agar jismning tekis siljishida harakatlantiruvchi kuch ish bajarayotgan bo'lsa, quvvatni harakat tezligi orqali ifodalash mumkin

$$N = \frac{A}{t} = \frac{F \cdot s}{t} = F \cdot \vartheta \quad (18)$$

bunda F-harakatlantiruvchi kuch, ϑ -tekis harakat tezligi.

Tekis harakatda quvvat harakatlantiruvchi kuchning tezlikka ko'paytmasiga teng.

O'zgaruvchan harakatda quvvat vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi. Shuning uchun ham bir payt uchun Nt oniy quvvat tushunchasi kiritiladi. Agar (18) dagi ϑ tezlik ϑ_t oniy tezlik bilan almashtirilsa, oniy quvvat kelib chiqadi:

$$N_t = F \cdot \vartheta_t \quad (18a)$$

O'zgaruvchan harakatda quvvat o'rtacha qiymati bilan harakterlanadi. Agar (18) formuladagi ϑ tezlikni yo'lning berilgan qismidagi $\vartheta_{o'rt}$ o'rtacha tezlik bilan almashtirsak, o'rtacha quvvatning ifodasi quyidagicha bo'ladi:

$$N_{o'rt} = F \cdot \vartheta_{o'rt} \quad (18b)$$

Dvigatelning ishlab chiqaradigan quvvati, hisobdagi quvvatiga yaqin bo'lsa, uning bajargan ishi shunchalik tejamli bo'ladi.

6. Energiya. energiyaning saqlanish va aylanish qononu. Tashqi kuchlar yoki jismlar sistemasi ish bajarsa, ularning harakati. ya'ni energiyasi o'zgaradi.

Jism va jismlar sistemasining energiyasi deb, ularning ish bajara olish qobiliyatini harakterlovchi fizik kattalikka aytiladi.

Energiyaning o'zgarishi jismning ma'lum sharoitda bajarilishi mumkin bo'lgan ishi bilan o'lchanadi. Shuning uchun ham energiyaning o'lchov birliklari bo'lib ish birliklari Joule, erg, kGm va hokazolar hizmat qiladi. Mexanikada harakatlanuvchi, Er yuziga nisbatan balandda turgan, deformatsiyalangan va hokazo jismlarning ish bajara olish qobiliyati, ya'ni energiyasi kinetik va potentsial energiyalarga ajraladi.

Jismning kinetik energiyasi deb, uning mehanik harakat energiyasiga aytiladi.

Harakatlanayotgan har qanday jism kinetik energiyaga ega bo'lib, uning energiyasi massasi bilan tezligiga bogliqdir. Tekis harakatlanayotgan jismning tezligi o'zgarmaganligi uchun kinetik energiyasi ham o'zgarmaydi.

Kuch ta'sirida jism kinetik energiyasining o'zgarishi, shu kuchning bajargan ishiga teng:

$$W_{ki} = A = F_{ishq} \cdot S \quad (19)$$

bu erda F_{ishq} –ishqalanish kuchi. N'yuton ikkinchi qonuniga binoan

$$F_{ishq} = -ma$$

teng, s –o'tilgan yo'l esa harakat formulasiga binoan

$$s = \frac{v^2 - v_0^2}{2a} \quad v_t = 0 = -\frac{v_0^2}{2a} \quad (b)$$

bo'ladi, bunda v_0 –jismning boshlangich tezligi va v_t esa ohirgi tezligi bo'lib nolga tengdir, a –tezlanish.

Shunday qilib, (a) va (b) larni (19) ga qo'yilsa, jismning kinetik energiyasini hisoblash formulasi kelib chiqadi:

$$W_{kin} = F_{ishq} \cdot s = -ma \left(\frac{v^2}{2a} \right)$$

bundan

$$W_{kin} = \frac{mv^2}{2} \quad (20)$$

Jismning kinetik energiyasi massa bilan tezlik kvadrati ko'paytmasining yarmiga teng.

Mexanik sistemaning kinetik energiyasi sistemani tashkil qilgan jismlarning (yoki moddiy nuqtalarning) kinetik energiyalarining sigindisiga teng:

$$W_{kin} = W_{kin1} + W_{kin2} + \dots + W_{kini} = \sum_{i=1}^n W_{kini} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2} \quad (21)$$

bunda m_i –sistemadagi i –jismning (yoki moddiy nuqtaning) massasi, v_i –uning tezligi.

Potentsial energiya deb, o'zaro ta'sir qilayotgan jismlar yoki jism qismlarining bir-biriga nisbatan paydo bo'lgan va ular bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda bajarilishi mumkin bo'lgan ish bilan o'lchanadigan fizik kattalikka aytiladi.

Shunday qilib, potentsial energiya jismlarning yoki jism qismlarining o'zaro ta'siri natijasida hosil bo'ladigan energiyadir. Potentsial energiyaga jism bilan Er va siqilgan yoki chuzilgan prujinalarning o'zaro ta'sir energiyalari misol bo'la oladi. Ta'rifga binoan h

balandlikdagi jismning Erga nisbatan potentsial energiyasi, jismning bu balandlikdan tushishida ogirlik kuchining bajargan ishi $A=Ph$ ga teng bo`ladi.

Agar potentsial energiya W_{Π} bilan belgilansa,

$$W_n = Ph = mgh \quad (22)$$

bu erda P –jismning ogirligi, m –uning massasi, g –erkin tushish tezlanishi, h –tushish balandligi.

Yer sirtidan balandlikka ko'tarilgan jismlardan tashqari deformatsiyalangan elastik jismlar ham potentsial energiyaga ega bo'ladi. Masalan, chuzilgan elastik jismning potentsial energiyasi, uning siqilishidagi elastik kuchning bajargan ishiga teng:

$$W_n = A \quad (a)$$

Ma'lumki, Guk qonuniga binoan elastiklik kuchi jismning absolyut deformatsiyasi Δl ga proporsional bo'lganligi sababli tekis o'zgaruvchan kattalikdir. Bu kuchning bajargan ishini, uning o'rtacha qiymati, ya'ni $F_{el} = \frac{F_{el}}{2}$ ni o'tilgan yo'l Δl ga ko'paytirib topish

mumkin:

$$A = \frac{F_{el} \cdot \Delta l}{2} \quad (23)$$

Buni (a) ga qo'ysak, deformatsiyalangan elastik jism potentsial energiyasi kelib chiqadi:

$$W = \frac{F_{el} \cdot \Delta l}{2} \quad (24)$$

Guk qonuniga binoan elastik kuchning absolyut qiymati $F_{el} = k \Delta l$ bo'lgani uchun uni (24) ga qo'ysak,

$$W_n = \frac{k \Delta l^2}{2} \quad (26)$$

ga ega bo'lamiz. Bunda k –jismning kattiklik bikrluk koeffitsienti Δl –absolyut deformatsiya.

Deformatsiyalangan elastik jismning potentsial energiya kattiklik koeffitsientini absolyut deformatsiyaning kvadratiga ko'paytmasining yarmiga teng.

KLASSIK NISBIYLIK PRINTSIPI. RELYATIVISTIK MEXANIKA ASOSLARI

Reja:

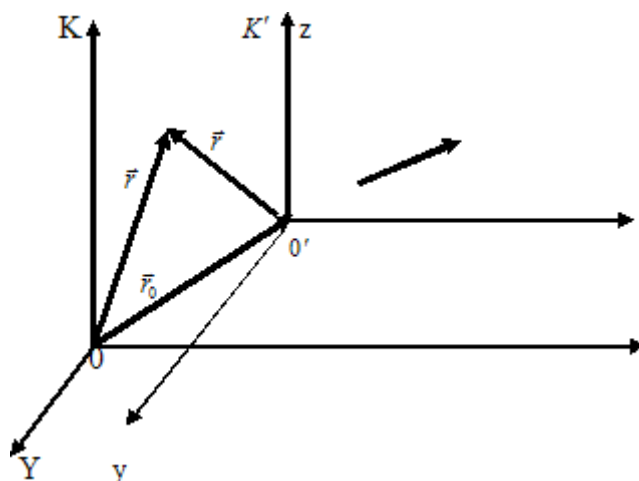
1. Galileyning nisbiylik prinsipi
2. Eynshteynning mahsus va umumiy nisbiylik nazariyasi. Lorents almashtirishlari
3. Massa va energiya orasidagi boglanish. Klassik mehanikaning qo'llanish chegarasi.

1. 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 sistemi 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 sistemi berilgan bo'lsin (4–rasm). Boshlangich moment ($t=0$) va ikkala sistemaning O va O' koordinata boshlari ustma–ust tushib, vaqtdan keyin bu sistemalar 4–rasmda tasvirlangan holatda bo'lsin.

→ Bu momentdagi M moddiy nuqtaning K va K sistemalarga nisbat holatini aniqlovchi r ga absolyut va r' ga esa **nisbiy radius vektorlar deyiladi.**



5-rasm.

K' nisbiy sistemaning t vaqtda ko'chish masofasi \vec{r}_0 ga teng bo'lgan OO' ga ko'chish **radius-vektor deyilib**, u quyidagiga teng

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

Agar M moddiy nuqtaning K va K' inertial sanoq sistemalaridagi koordinatalari 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 inertial 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 inertial 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' inertial sanoq sistemalaridagi tezlanishlarining o'zaro boglanishini topish uchun jadvaldagi radius-vektorlardan vaqt bo'yicha birinchi tartibdi hosila olamiz:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt} + \vec{u}, \quad \frac{d\vec{r}'}{dt} = \frac{d\vec{r}}{dt} - \vec{u}, \quad (27)$$

bunda $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$ bo'lib, jismning K sistemadagi tezligi va $\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{v}'$ esa jismning K' sistemadagi tezligi bo'lgani uchun (27) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{u}, \quad \vec{v}' = \vec{v} - \vec{u} \quad (28)$$

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

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

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

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

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

$$\vec{a} = \vec{a}' \quad \text{yoki} \quad \vec{a}' = \vec{a} \quad (29)$$

(29) 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 $F' = m\vec{a}'$ ifodalaridagi \vec{a} va \vec{a}' tezlanishlari (29), ga asosan o'zaro teng bo'lganligi uchun:

$$F = F' \quad (30)$$

Shunday qilib, quyidagi umumiy xulosalar kelib chiqadi.

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

(29) va (30) ga asosan tezlanish va kuchlarning K va K' inertsial sanoq sistemalarida bir hil namoyon bo'lishidan, Galiley o'zining nisbiylik prinsipini quyidagicha ta'riflaydi:

Barcha inertsial sanoq sistemalarida mexanik tajribalar bir hil sodir bo'ladi. Bu prinsipni yana boshqacha tariflash mumkin.

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

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

2. Eynshteynning mahsus va umumiy nisbiylik nazariyasi. Lorens almashtirishlari. XIX asrning fiziklari ixtiyoriy fizik hodisani Nyuton qonuniga bo'ysunuvchi mexanik prosesga 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 Erni absolyut qo'zgalmas hisoblanardi. Binobarin, klassik mexanikadagi tezliklarni kushish qonuniga binoan yorug'likning tarqalish tezligi $s=3 \cdot 10^8$ m/s sistemasida yorug'likning tarqalish tezligi s hamma yo'nalishda bir hil va o'zgarmas ekanligi malum 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 kaita ko'rib chiqdi va shu asosda 1905 yilda mahsus (hususiy) nisbiylik nazariyasini yaratdi. Bu nazariya yorug'lik tezligidan kichik har qanday tezlik bilan harakatlanayotgan jismlarning harakat qonunlarini o'z ichiga oluvchi mexanika qonunlarining umulashmasidan iborat bo'lib, unga relyativistik mexanika ("katta tezliklar mexanikasi") deb nom berildi. Shunday qilib,

relyativistik mehanika klassik mehanikagni inkor etmaydi, balki uni tatbiq qilish chegarasini belgilaydi.

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

1) **Yoruglik teziligining doimiylik prinsipi: yoruglikning vakuumdagi tezligi (s) 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 (mehaniq, 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 postulati dan malum bo'ladiki, tabiatda yuz beradigan o'zaro tasir uzatilishining maksimal tezligi yoruglikning 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 mahsus nisbiylik prinsipi barcha inersial sanoq sistemalarning teng kuchli ekanligini va ulardan imtiyozlisini ajratish mumkin emasligini ifodalaydi.

Relyativistik mehanika mahsus nisbiylik nazariyaning postulatlarini asosida Eynshteyn o'tkazgan matematik analizidan malum bo'ldiki, Galiley almashtirishlari bu postulatlariga to'g'ri kelmas ekan. Shunday qilib, Eynshteynning ko'rsatishicha relyativistik mehanikada Lorents almashtirishlari o'rinalidir. 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

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

bunda $\beta = \frac{\vartheta}{c}$ bo'lib, ϑ tezlik – K' sistemasining K sistemaga nisbat tezligi, c–yoruglik tezligi

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

QATTIQ JISMLARNING AILANMA HARAKATI

Reja:

1. Ailanma harakat dinamikasining asosii qonuni
2. Bazi jismlarning inersiya momentlari
3. Harakat miqdori momentining saqlanish qonuni. Aylanayotgan jismning kinetik energijasi.

1. Aylanma harakat diamikasining asosiy qonuni. Biz qattiq jismni bir–biriga nisbatan siljimaيدigan moddii nuqtalar to`plami deb qaraimiz. Bundan deformasiyalanmaydigan jism absolyut qattiq jism deyiladi.

Ihtiyoriy shakldagi qattiq jism qo`zgalmas OO^1 o`q atrofida F^* kuch ta`sirida aylanayotgan bo`lsin. Bunda jismning barcha nuqtalari markazi shu o`qda yotgan aylanalar chizadi. Jism barcha nuqtalarining burchak tezliklari va burchak tezlanishlari bir hil bo`lishi tushunardi.

Tasir qilayotgan F^* kuchni uchta o`zaro perpendikulyar tasir etuvchilarga ajratamiz: o`qqa parallel F^1 , o`qqa perpendikulyar va o`qdan o`tgan chiziqda yotuvchi F^1 hamda F^1 va F^1 larga perpendikulyar F kuchlar. Malumki, jismni kuch qo`yilgan nuqta chizgan aylanaga urinma bo`lgan F tashkil etuvchi aylantiradi. F^1 va F^1 tashkil etuvchilar jismni aylantirmaydi. **F kuchni aylantiruvchi kuch deb ataymiz.** Maktab ftzika kursidan malumki, F kuchning tasiri faqat uning kattaligiga bogliq bo`lmay, u qo`yilgan A nuqtadan aylanish o`qigacha bo`lgan masofaga, yani kuch momentiga ham bogliq. F aylantiruvchi kuchning kuch qo`yilgan nuqta chizgan aylana radiusi r ga ko`paytmasi aylantiruvchi kuchning M momenti (aylantiruvchi momenti) deyiladi:

$$M = F \cdot r \quad (31)$$

Butun jismni juda kichik zarralar–elementar massalarga fikran bo`lamiz. Garchi F kuch jismning biror a nuqtasiga qo`yilgan bo`lsa ham uning aylantiruvchi tasiri qattiq jismning barcha zarralariga beriladi: har bir Δm_i elementar massaga elementar aylantiruvchi kuch ΔF qo`yilgan bo`ladi. N`yutonning ikkinchi qonuniga ko`ra,

$$i \quad \Delta F_i = \Delta m_i a_i$$

bu erda Q_i –elementar massaga berilayotgan chiziqli tezlanish. Bu tenglikning ikkala qismini elementar massa chizayotgan aylananing radiusi r_i ga ko`paytirib va chiziqli tezlanish o`rniga β burchak tezlanishini kiritib quyidagini hosil qilamiz:

$$\Delta F_i r_i = \Delta m_i r_i^2 \beta$$

kattalik elementar massaga qo`yilgan aylantiruvchi moment ekanini nazarga olib

$$\Delta m_i r_i^2 = \Delta J_i \quad (32)$$

deb belgilabi, quyidagini yozish mumkin:

$$i \quad \Delta M_i = \Delta J_i \beta$$

kattalik elementar massaning (moddiy nuqtaning) inersiya momenti deyiladi. Demak, moddiy nuqtaning biror aylanish o`qiga nisbatan inersiya momenti deb moddiy nuqta massasining shu o`qqacha bo`lgan masofa kvadrati ko`paytmasiga aytiladi.

Jismni tashkil qilgan barcha elementar zarralarga qo`yilgan ΔM_i aylantiruvchi momentlarni jamlab mana bunday yozamiz:

$$\sum \Delta M_i = \beta \sum \Delta J_i \quad (33)$$

bu erda $\sum \Delta M_i = M$ **jismga qo`yilgan aylantiruvchi momenti**, yani aylantiruvchi kuchning momenti, $\sum \Delta J_i = J$ **jismning inersiya momenti. Binobarin, jismni tashkil qilgan barcha moddiy nuqtalarning inersiya momentlari yigindisi jismning inersiya momenti deyiladi.**

Endi formulani shunday yozish mumkin:

$$M = J\beta \quad (34)$$

formula aylanish dinamikasining asosiy qonunini (aylanma harakat uchun N`yutonning ikkinchi qonunini) ifodalaydi:

–jismga qoʻyilgan aylantiruvchi kuchning momenti jismning inersiya momentning burchak tezlanishiga koʻpaytmasiga teng;

–formuladan jismga aylantiruvchi moment tomondan beriladigan burchak tezlanish jismga inersiya momentiga bogʻliq boʻlishi koʻrinib turibdi: inersiya momenti qancha katta boʻlsa, burchak tezlanish shuncha kichik boʻladi.

Binobarin, massa jismning ilgarilanma harakatidagi inertlik hossalari ifodalaganidek, inersiya momenti jismning aylanma harakatdagi inertlik hossalari ifodalangan ekan. Biroq jismning inersiya momenti jism massasidan farq qilib, mumkin boʻlgan aylanish oʻqlariga bogʻliq holda koʻp qiymatlarga ega boʻlishi mumkin. Shuning uchun, mazkur qattiq jismning inersiya momenti haqida gapirar ekanmiz, bu inersiya momentining qaysi oʻqqa nisbatan hisoblanganligini koʻrsatish zarur. Amalda koʻpincha jismning simmetriya oʻqiga nisbatan hisoblangan inersiya momentlari bilan ish koʻriladi.

(32) formuladan inersiya momentning oʻlchov birligi $\text{kg}\cdot\text{m}^2$ ekanligi kelib chiqadi.

Agar aylantiruvchi moment $M = \text{const}$ va jismning inersiya momenti boʻlsa, u holda formulani quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:

$$M = J \frac{\omega_0 - \omega}{t} \quad (35)$$

yoki

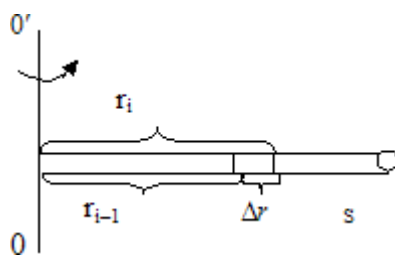
$$Mt = J\omega_0 - J\omega$$

bu erda t –jismning aylanish burchak tezligi ω_0 dan ω gacha oʻzgarishi uchun ketgan vaqt oraligi. Mt koʻpaytma (kuch impulsi singari) kuch momentining impulsi deb, $J\omega$ –koʻpaytma ($m\vartheta$ –harakat miqdori singari) harakat miqdorining oʻzgarish qonunini (harakat miqdorining oʻzgarish qonuni singari) ifodalaydi:

Biror vaqt oraligʻida jismning harakat miqdori momentning oʻzgarishi huddi shu vaqt oraligidagi kuch momenti impulsiga tengdir.

Harakat miqdori momentning oʻzgarish qonuni oʻzgaruvchan aylantiruvchi moment, yani $M \neq \text{const}$ boʻlgan holda ham toʻgʻriligicha qoladi. Bu qonunni ham harakat miqdorining oʻzgarishi haqidagi qonuni chiqarishda foydalangan mulohazalar asosida umumlashtirish mumkin.

2. Baʼzi jismlarning inersiya momentlari. Bir jinsli boʻlmagan jismlar va notoʻgʻri shakldagi jismlarning inersiya momentlari eksperimental yoʻl bilan, geometrik toʻgʻri shakldagi bir jinsli jismlarniki esa integrallash yoʻli bilan topiladi. Toʻgʻri ingichga sterjenning inersiya momentini elementar yoʻl bilan ham ancha oson hisoblash mumkin. Shundan hisobni bajaraylik.



6–rasm.

Massasi m , uzunligi l , koʻndalang kesim yuzi S va zichligi ρ boʻlgan ingichga bir jinsli sterjen uning uchidan oʻtuvchi OO^1 perpendikuljar oʻqqa nisbatan aylana oladi deylik (6–rasm). Sterjenni uzunligi Δr va masaasi

$$\Delta m = \rho S \cdot \Delta r \quad \text{boʻlgan } n \text{ ta kichik}$$

elementlarga boʻlamiz. Har bir bunday elementning inersiya momenti ($J_{\Delta r}$) formulaga muvofiq, quyidagiga teng boʻladi:

$$\Delta J = \Delta m \cdot r^2 = \rho S \cdot \Delta r (r_i - r_{i-1})$$

bu erda $r = r_{i-1}$ va r_i

$\sqrt{r_{i-1} \cdot r_i}$ elementning aylanish o'qidan o'rtacha geometrik masofasi,

r_i lar mos ravishda elementning boshi va ohiridan ana shu o'qqacha bo'lgan masofalar. Biroq

$r_{i-1} = (i-1) \cdot \Delta r$ va $r_i = i \cdot \Delta r$, shuning uchun

$$\Delta J = \rho S \cdot \Delta r^2 (i-1)i$$

Ohirgi tenglikning o'ng qismini n^3 ga ko'paytirib va bo'lib hamda $n \Delta r = l$ va $\rho S l = m$ ekanini nazarga olib quyidagini hosil qilamiz:

$$\Delta J = \rho S \frac{(n \cdot \Delta r)^3}{n^3} (i-1)i = \frac{ml^2}{n^3} (i-1)i$$

Elementlar soni n ni cheksiz ko'paytirib, bu bilan ulardan har birining Δr uzunligini cheksiz kichiklashtirib boramiz. U holda tarifga ko'ra, butun sterjenning inersiya momenti J barcha elementlar inercija momentlarining ($n \rightarrow \infty$ bo'lgandagi) limitiga teng bo'ladi, yani

$$J = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n ml^2 \frac{(i-1)i}{n^3} = ml^2 \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^n (i-1)i}{n^3}$$

Yigindini quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^n (i-1)i = 0 \cdot 1 + 1 \cdot 2 + 2 \cdot 3 + \dots + (n-1)n = \frac{(n-1)n(n+1)}{3}$$

Haqiqatan ham, bevosita hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, bu tenglik $n=1, n=2, n=3$ va hokazolar uchun to'g'ri, demak, bu tenglik $n=k$ uchun ham tugri bo'ladi. Endi uning $n=k+1$ uchun ham o'rinli ekanligini ko'rsatamiz:

$$\sum_{i=1}^{k+1} (i-1)i = \sum_{i=1}^k (i-1)i + k(k+1) = \frac{(k-1)k(k+1)}{3} + k(k+1) = \frac{k(k+1)(k+2)}{3}$$

Shunday qilib, ko'rsatilgan tenglik n ning hamma butun qiymatlari uchun. jumladan, $n = \infty$ uchun ham to'g'ri ekan. U holda quyidagicha yozish mumkin:

$$J = ml^2 \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{(n-1)n(n+1)}{3n^3} = \frac{ml^2}{3} \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{1}{3} ml^2$$

Ingichga sterjenning, uning o'rtasidan o'tgan perpendikulyar o'qqa nisbatan inersiya momentining formulasi ham huddi shunga o'hshash yo'l bilan chiqariladi.

m massali bazi jismlarning simmetriya o'qlari (OO^1) ga nisbatan inersiya momentlarini hisoblash formulalarini tayor holda keltiramiz.

1. Uzunlikdagi ingichka sterjenning inersiya momenti:

$$J = \frac{1}{12} ml^2 \quad (36)$$

2. Bo'yi a va eni b bo'lgan brusokning inersiya momenti:

$$J = \frac{1}{12} m(a^2 + b^2) \quad (37)$$

3. Tashqi radiusi R , ichki radiusi r bo'lgan halqaning inersiya momenti:

$$J = \frac{1}{2} m(R^2 + r^2) \quad (38)$$

4. Radiusi \bar{R} bo'lgan yupqa devorli halqaning (chambarakning) inersiya momenti: (39)

$$J = m\bar{R}^2$$

(38) formulada $r = R = \bar{R}$ deb olib, (39) formulani chiqarish oson.

5. R radiusli disk (silindr) ning inersiya momenti:

$$J = \frac{1}{2} mR^2 \quad (40)$$

(38) formulada deb olib, (40) formulani chikarish oson.

6. R radiusli sharning inersiya momenti:

$$J = \frac{2}{5} mR^2 \quad (41)$$

Agar jismning aylanish o`qi OO^1 simmetriya o`qiga parallel, lekin simmetriya o`qidan d masofaga siljigan bo`lsa, parallel siljigan o`qqa nisbatan inerciya momenti **J^1 Shtayner teoremasi** deb atalgan munosabat bilan ifodalanadi:

$$J' = J + md^2 \quad (42)$$

bu erda J –jismning simmetriya o`qiga nisbatan inersiya momenti. Masalan, ingichka strejning uning uchidan o`ziga perpendikulyar o`tgan o`qqa nisbatan inerciya momenti

$$J' = \frac{1}{12} ml^2 + m\left(\frac{l}{2}\right)^2 = \frac{1}{3} ml^2$$

ga teng bo`ladi.

Ilgarilanma harakat mehanikasi va aylanma harakat mehanikasining quyidagi qonunlari (formulalari) ni juftlab solishtirailik: N`yutonning ikkinchi qonunini aylanish dinamikasining asosii qonuni bilan, harakat miqdorining o`zgarish qonunini harakat miqdori momentining o`zgarish qonuni bilan, chiziqli tezlik ifodasini burchak tezligi ifodasi bilan solishtiraylik. Taqqoslanayotgan qonunlarning tariflari va formulalarning strukturalarida juda katta o`hshashlik ko`zga tashlanadi.

Ilgarilanma harakatni harakterlovchi har bir fizik kattalikka aylanma harakatni harakterlovchi bir fizik kattalik mos keladi. Masalan, chiziqli tezlikka burchak tezlik o`hshash, kuchga kuch momenti, massaga inersiya momenti va shunga o`hshash. Bu o`hshash kattaliklarni ko`zga zammali bo`lishi uchun jadvalga yozaylik:

Ilgarilanma harakat		Aylanma harakat	
Vaqt	t	Vaqt	t
Chiziqli yo`l	s	Burchakli yo`l	φ
Chiziqli tezlik	v	Burchakli tezlik	ω
Chiziqli tezlanish	a	Burchakli tezlanish	β
Kuch	F	Kuch momenti	M
Massa	m	Inersiya momenti	J
Kuch impul`si	Ft	Kuch momentining impul`si	Mt
Harakat miqdori	mv	Harakat miqdori momenti	$J\omega$

Aylanma harakatning hamma qonunlari orasida ilgarilanma harakat qonunlarida qanday o`hshashlik bo`lsa, shunday o`hshashlik bor. Bundan foydalanib, jadval yordamida aylanma harakat uchun harakat miqdorining saqlanish qonuniga o`hshash qonunni yozamiz:

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + J_3\omega_3 + \dots + J_i\omega_i = \text{const} \quad (43)$$

bu erda J_i va ω_i –izolyasiyalangan sistemani tashkil qiluvchi jismning inersiya momenti va burchagi tezligi. (43) formula harakat miqdori momentining saqlanish qonunini ifodalaydi:

Izolyasiyalangan sistemada barcha jismlarning harakat miqdori momentlari yigindisi o`zgarmas kattalikdir.

Bu qonun ham harakat miqdorining saqlanish qonuniga o`hshab tabiat va tehnikaning ko`p hodisalaridan namoyon bo`ladi. Birgina jismdan iborat izolyasiyalangan sistema uchun

saqlanish qonuni (43) shunday yoziladi:

$$J\omega = const \quad (44)$$

(44) formuladan jismning inersiya momenti o'zgaranda jismning aylanish burchak tezligi o'zgaradi degan hulosa chiqadi: J ning ortishi (kamayishi)ga ω ning kamayishi (ortishi) mos keladi. Biz ko'rayotgan qonunning bu natijasi odatda aylanuvchi skameyka yordamida namoyish qilinadi. Qo'llari ikki yoqqa yozilgan odam Jukovskii skameikasida turib aylanadi. Sungra u kullarini tez tushiradi. Bunda uning inersiya momenti kamayib, aylanish burchak tezligi ortadi. Akrobatikada "salto–mortale" usuli va baletda "piruet" usuli hamda shunga o'hshashlar harakat miqdori momentining saqlanish qonuniga asoslangan. Barcha erkin giroskoplar shu qonun asosida ishlaidi: katta tezlik bilan aylanayotgan massa harakat miqdori momenti vektorini saqlaydi, yani o'zining aylanish o'qini o'zgarishsiz saqlaydi. Er o'qi vaziyatining turgunligi, uchib ketayotgan artilleriya snaryadi, miltiqdan otilgan o'qning bo'ylama o'qining turgunligi, harakatlanayotgan velosipedning vertikal turgunligi va shunga o'hshashlar ana shu qonunga asoslangan.

Yuqorida keltirilgan jadvaldan foydalanib, aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi ($W_{k.ayl}$) ifodasini ilgarilanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi ifodasiga o'hshashligidan yozamiz:

$$W_{k.ayl} = \frac{J\omega^2}{2} \quad (45)$$

bu erda J – aylanayotgan jismning inersiya momenti, ω – aylanish burchak tezligi.

"Analogiya usuli" aylanma arakat qonunlariga qo'llashga haqli ekanligimizni yana bir marta ko'rsatish uchun formulani chiqaraylik. Aylanayotgan jismning r_i radiusli aylana bo'ylab ϑ_i tezlik bilan aylanayotgan massali bir zarrasining kinetik energiyasi quyidagiga teng:

$$\Delta W_i = \frac{\Delta m \vartheta_i^2}{2} = \frac{\Delta m r_i^2 \omega^2}{2} = \frac{\Delta J \omega^2}{2}$$

bu erda ΔJ_i – zarraning inersiya momenti, ω – jismning aylanish burchak tezligi. U holda

jismni tashkil qiluvchi barcha zarralarning ΔW_i energiyalarining yigindisidan aylanayotgan jismning kinetik energiyasini hosil qilamiz: i

$$W_{k.ayl} = \sum_1^n \Delta W_i = \frac{\omega^2}{2} \sum_1^n \Delta J_i = \frac{J\omega^2}{2}$$

Aylanish kinetik energiyasi hisobiga jism ish bajarishi mumkin. Bu ish aylanish kinetik energiyasining o'zgarishi (kamayishiga) teng bo'lishi ravshan:

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2} \quad (46)$$

Bu erda ω_0 va ω – boshlangich va ohirgi burchak tezliklari. Tehnikada mashinalar (thaktorlar, kemalar, prokat stanlari va shunga o'hshashlar) ning bir tekis yurishini ta'minlash uchun mahovikning kinetik energiyasidan foydalaniladi: nagruzka (yuklanish) to'satdan ortganda mashina to'htab qolmaydi, balki mahovikning aylanishi tufayli yigilgan kinetik energiya hisobiga ish bajaradi.

Agar jism bir vaqtda ham ilgarilanma harakatda, ham aylanma harakatda bo'lsa, uning kinetik energiyasi ilgarilanma harakatdagi kinetik energiyasi bilan aylanishdagi kinetik energiyasi yigindisiga teng bo'ladi:

$$W_k = \frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \quad (47)$$

bu erda m va J – jismning massasi va inersiya momenti, ϑ va ω – uning chiziqli va burchak tezliklari. Ko'p amaliy masalalarni echishda bu qoidani nazarga olish kerak.

TEBRANISHLAR VA TO`LQINLAR

Raja:

1. Tebranishlar haqida umumiy ma`lumotlar.
2. Garmonik tebranishlar.
3. Matematik mayatnik.
4. Garmonik tebranishlar energiyasi.
5. Majburiy tebranishlar.
6. Rezonans.
7. Elastik to`lqinlar
8. Ko`ndalang va bo`ylama to`lqinlar.
9. Yassi to`lqin tenglamasi.

1. Tebranishlar haqida umumiy ma`lumotlar. Turli hil mehanik harakatlar orasida takrorlanib turadigan harakatlar ham uchraydi. Masalan, moddiy nuqtaning aylana bo`ylab tekis harakati takrorlanuvchi harakatdir: tekis aylanayotgan moddiy nuqta har bir yangi aylanishida bir hil vaziyatlardan o`tadi, shu bilan birga avvalgi tartibda va o`shanday tezlik bilan o`tadi. Ana shunday takrorlanuvchanlik hossasiga soat mayatnigining tebranishi, ko`priklarning, musika asboblari torlarning titrashi, yurak urishi va nafas olish, parohodlarning suv to`lqinlarida tebranishi, o`zgaruvchan tok va uning elektromagnit maydoni, atomda elektronlarning harakati, qattiq jism kristall panjarasi tugunlaridagi ionlarning harakati va hokazolar egadir.

Teng vaqtlar ichida takrorlanib turadigan harakatlar davriy harakat deyiladi.

Harakati o`rganilayotgan jismlar guruhi mehanikada jismlar sistemasi ioki oddiygina sistema deb yuritiladi. Sistemada jismlar orasidagi o`zaro tasir kuchlarini **ichki kuchlar** deyiladi. Sistemadagi jismlarga shu sistemadan tashkaridagi jismlarning tasir kuchi **tashqi kuchlar** deb ataladi. Tebranma harakat qila oladigan sistema shunday bir vaziyatga egaki, u o`z holicha bu vaziyatda qoldirilganda istalgancha uzoq vaqt davomida bo`la oladi. Bu muvozanat vaziyatdir. Sistema to`gri chiziq yoki yoy bo`ylab harakatlanib o`zining muvozanat vaziyatidan goh bir tomonga, goh qarama-qarshi tomonga chiqishidan iborat **davriy harakat tebranma harakat yoki tebranishlar deyiladi.**

Tebranayotgan sistemaga ko`rsatilayotgan tasirning harakateriga qarab, tebranishlar erkin (yoki hususiy) va majburiy tebranishlarga bo`linadi.

Bir marta turtki berilgandan yoki muvozanat vaziyatidan chiqarilgandan s`ong ichki kuchlar tasirida yuzaga keladigan tebranishlar erkin tebranishlar deyiladi.

Bunga misol qilib ipga osib qo`yilgan sharcha (mayatnik) ning tebranishini olish mumkin. Tebranishlar vujudga kelishi uchun sharchani turtib yuborish yoki uni muvozanat holatidan chetga chiqarib qo`yib yuborish kifoya. Davriy ravishda o`zgaruvchan tashqi kuchlarning tasiri ostida bo`ladigan tebranishlar majburiy **tebranishlar** deb ataladi. Bunga ichki yonuv dvigateli cilindridagi porshening tebranishlari, tikuv mashinasi ignasining va mokisining tebranishlari, ustidan odamlar tartibli qadam tashlab o`tayotgan ko`prikning tebranishlari misol bo`la oladi.

Tebranishlar fizik tabiyati va murakkablik darajasi jihatidan mehanik, elektromagnit, elektromehanik va hokazo tebranishlarga bo`linadi. Bu tebranishlarning hammasi umumiy qonuniyatlar asosida ro`y beradi. Eng sodda tebranish bu garmonik tebranishdir. Garmonik tebranish shunday hodisaki, unda tebranuvchi kattalik (masalan, mayatnikning ogishi) vaqtga bogliq ravishda sinus yoki kosinus qonuni buyicha o`zgaradi. Bu turdagi tebranish kuyidagi ikki sababga ko`ra juda muhimdir: birinchidan, tabiatda va ehnikada uchraydigan tebranishlar o`z karakteri bilan garmonik tebranishlarga yaqin; ikkinchidan, boshqacha ko`rinishdagi (vaqtga qarab o`zgaradigan) davriy tebranishlarni ustma-ust tushgan bir necha garmonik

tebranishlar sifatida tasavvur qilish mumkin. Biz mehanik–garmonik tebranishlar ustida to`htalib o`tamiz.

2. Garmonik tebranishlar. Garmonik tebranishlarning asosiy qonuniyatlari va karakteristikalarini bilan moddiy nuqtaning aylana bo`ylab tekis harakatida tanishish qulay. Faraz qilaylik, M moddiy nuqta x0 radiusli aylana bo`ylab soat strelkasi harakati yo`nalishiga teskari yo`nalishda o`zgaras ω_0 burchak tezlik bilan harakatlanayotgan bo`lsin (– rasm). U holda bu M nuqtaning vertikal diametrga bo`lgan proeksiyasi N nuqta O muvozanat vaziyati atrofida davriy tebranishda bo`ladi. Bu proeksiyaning siljish kattaligi (x=ON) x0 dan –x0 gacha chegarada davriy o`zgaradi. Vaqtning ixtiyoriy t paytida siljish kattaligi ekanligini rasmdan ko`rinib turibdi. Moddiy nuqtaning aylanish davri T uning sekundiga aylanishlar soni ν , burchak tezligi ω_0 va radiusning burilish burchagi φ o`zaro quyidagi munosabatlar bilan boglangan bo`lgani uchun formulani yana quyidagi

$$\begin{aligned} x &= x_0 \sin\varphi \\ \varphi &= \omega t = \frac{2\pi}{T} t = 2\pi\nu t \end{aligned} \quad (47)$$

ko`rinishlarda yozish mumkin:

$$\begin{aligned} x &= x_0 \sin\omega_0 t, \\ x &= x_0 \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t, \\ x &= x_0 \sin 2\pi\nu t \end{aligned} \quad (48)$$

Vaqtning ixtiyoriy t paytida siljish kattaligini aniqlaydigan (48) formulalar garmonik tebranishlar tenglamalarining turli ko`rinishidir. x siljish 0 muvozanat vaziyatdan yuqoriga yo`nalgan bo`lsa–musbat, pastga yo`nalgan bo`lsa–manfiy bo`ladi. Muvozanat vaziyatdan maksimal siljishning x0 ga teng bo`lgan absolyut qiymati tebranish amplitudasi deyiladi.

Tebranma harakatlarni bayon qilishda T, ν va φ fizik kattaliklar aylanma harakatda atalganidan boshqacha nomlar bilan ataladi: T–tebranish davri, ν –tebranishlar chastotasi, ω_0 –sikliki yoki doyraviy chastota va φ tebranish fazasi deb ataladi. Bu kattaliklarning birliklari, albatta, avvalgicha qoladi. $\varphi = \omega t$ tebranish fazasining fizik manosi shundan iboratki, u vaqtning istalgan paytidagi siljishni, yani tebranayotgan sistemaning muvozanat vaziyatiga nisbatan holatini belgilaydi. (48) tenglamada boshlangich (48) paytda tebranish fazasi nolga teng bo`ladi (yani sekundomer nuqta ishga tushirilgan). Agar boshlangich paytda faza biror φ_0 qiimatga ega bo`lsa (yani sekundomerni ishga tushirish paytida N nuqta muvozanat vaziyatidan bir oz ogishga ulgurgan bo`lsa), u holda garmonik tebranma harakat tenglamasi quyidagi ko`rinishda yoziladi:

$$x = x_0 \sin(\varphi + \varphi_0) = x_0 \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (49)$$

bu erda φ_0 –boshlangich faza deb ataladi va u boshlangich paytda jism muvozanat vaziyatiga nisbatan qanday holatda ekanligini ko`rsatadi. Vaqt sanogining boshlangich paytini tanlash ixtiyoriy bo`lgani uchun deb olish mumkin.

3. Matematik mayatnik. Matematik mayatnik deb vaznsiz va cho`zilmaydigan uzun ipga osilgan va ogirlik kuchi tasirida tebranma harakat qila oladigan moddiy nuqtaga aytiladi.

Uzun ingichka ipga osilgan kichikroq ogir sharcha matematik mayatnik bo`la oladi. Matematik mayatnikning hususiy tebranishlari chastotasi va davri quyidagicha bo`ladi:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (50)$$

va

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (51)$$

Ohirgi formuladan ko`rinadiki, kichik ogishlarda matematik mayatnik tebranishlarining davri kvadrat ildiz ostdagi majatnik uzunligiga to`gri, ogirlik kuchi tezlanishiga teskari mutanosib bo`lib, mayatnik tebranishlarining amplitudasi va massasiga bogliq emas.

4. Garmonik tebranishlar energiyasi. Garmonik tebranayotgan sistema kinetik va kvazielastik kuchlar tasiridan hosil qilgan potensial energiyaga ega bo`ladi.

Agar tebranayotgan sistemaning massasi m va tezligi \dot{x} bo`lsa, formulani nazarga olib, kinetik energiya uchun quyidagi ifodani izlash mumkin:

$$E_k = \frac{m\dot{x}^2}{2} = \frac{m}{2} \omega^2 x_0^2 \sin^2(\omega t + \frac{\pi}{2}) = \frac{m}{2} \omega^2 x_0^2 \cos^2 \frac{\omega t}{2} \quad (52)$$

Kvazielastik kuchlar tasiridan hosil bo`lgan potensial energiya ham elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi singari ifodalanadi, yani siljish kvadratiga munanosib bo`ladi. U holda (48) formulani nazarga olib, potensial energiya uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$E_p = \frac{kx^2}{2} = \frac{k}{2} x_0^2 \sin^2 \omega t$$

Biroq $k = m\omega^2$ ekanligini hisobga olsak,

$$E_p = \frac{m}{2} \omega^2 x_0^2 \sin^2 \omega t \quad (53)$$

(52) va (53) formulalardan ko`rinishicha, garmonik tebranayotgan sistemaning kinetik va potensial energiyalari davriy ravishda o`zgarib turadi.

Sistemaning to`liq energiyasi uning kinetik va potensial energiyalarining yigindisiga teng bo`ladi, yani:

$$E = E_k + E_p = \frac{m}{2} \omega^2 x_0^2 \cos^2 \frac{\omega t}{2} + \frac{m}{2} \omega^2 x_0^2 \sin^2 \frac{\omega t}{2} = \frac{m}{2} \omega^2 x_0^2 \quad (54)$$

Shunday qilib, garmonik tebranishning to`liq energiyasi o`zgarmas va amplitudaning kvadratiga to`gri mutanosib ekan.

5. Majburiy tebranishlar. Erkin tebranishlardan amalda kamdan-kam foydalaniladi. Istalgancha uzoq vaqt davom eta oladigan so`nmas tebranishlar esa katta amaliy ahamiyatga ega. So`nmas tebranishlarni hosil qilish uchun tebranuvchi sistema energiyasining kamayishini chetdan to`ldirib turish lozim. Buning eng qulay usuli sistemaga davriy o`zgarib turuvchi kuch bilan tasir etib turishdir.

Davriy o`zgarib turuvchi tashqi kuch tasirida bo`ladigan tebranishlarni majburiy tebranishlar deb ataladi, bu kuchni majburiy etuvchi kuch, **tebranuvchi sistemani esa majburiy sistema deyiladi.**

Odatda, majbur etuvchi kuch sifatida vaqt buyicha sinus yoki kosinus qonuni bilan o`zgaradigan kuchdan foydalaniladi. Bunday kuchning ifodasi

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

ko`rinishda bo`ladi, bu erda F_0 –kuchning amplituda (maksimal) qiymati, ω –kuch tebranishlarining doyraviy chastotasi.

6. Rezonans. Majburiy tebranishlar amplitudasining majbur etuvchi kuch chastotasiga bogliqligi shunga olib keladiki, bunda ω chastota ω_0 chastotaga yaqinlashganda ($\omega \rightarrow \omega_0$) ($\omega^2 - \omega_0^2$) ayirma nolga intilib, x_0 amplituda esa cheksiz katta ($x \rightarrow \infty$) bo`ladi.

Haqiqatda

esa ishqalanish tufayli majburiy tebranishlar amplitudasi chekli bo`lib qoladi.

Sistemaning majburiy tebranishlari chastotasi hususiy tebranishlari chastotasiga yaqinlashganda tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketish hodisasi rezonans deb ataladi. Rezonans ro'y beradigan chastota rezonans chastota deb ataladi.

Rezonans hodisasi har qanday tabiiy tebranishlarda kuzatiladi. Bu hodisadan, masalan, akustikada tovushni kuchaitirishda, radiotexnikada elektr tebranishlarni kuchaitirishda keng foydalaniladi.

Bazi hollarda rezonans zararli tasir ko'rsatadi. Rezonans tufayli inshootlar (ko'priklar, tayanchlar, binolar va boshqalar), mexanizmlar (masalan, stanoklar, motorlar va boshqalar) kuchli titrashi natijasida emirilishi mumkin. Shuning uchun inshootlarni ko'rishda mexanizmlarning tebranish chastotalari bilan inshootlarning hususiy tebranishlari orasida farq bo'lishi taminlanadi.

7.Elastik to'lqinlar. Har qanday (qattiq, suyuq va gazsimon) jismning zarralari orasida o'zaro tutinish kuchlari mavjud bo'lib, zarralar bir-biriga nisbatan siljiganda elastiklik kuchlari yuzaga keladi. Shu sababli qattiq, suyuq va gaz holatdagi muhit **elastik muhit** deb ataladi.

Agar elastik muhitning biror joyidagi zarra tebranma harakatga keltirilsa, u holda elastiklik kuchlari tufayli zarraning tebranishlari muhitning qo'shni zarralariga uzatiladi. Biror vaqtdan so'ng tebranishlar butun muhitga tarqaladi. Mexanik tebranishlarning muhitda tarqalish jarayoni **mexanik to'lqin** deb ataladi.

8.Ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar. Zarralarning tebranishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga nisbatan qanday yo'nalganligiga qarab to'lqinlar ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlarga ajratiladi. Ko'ndalang to'lqinlarda muhitning zarralari to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga perpendikuljar yo'nalishda tebranadi. Shnur bo'ylab tarqalayotgan to'lqin ko'ndalang to'lqin bo'ladi. Bo'ylama to'lqinda muhitning zarralari to'lqin tarqalayotgan yo'nalish bo'yicha tebranadi. Bo'ylama to'lqinni katta diametrli uzun yumshoq prujina yordamida kuzatish qulay. Prujinaning erkin uchiga kaft bilan urib qo'yilsa, prujinaning siqilishini prujina bo'ylab tarqalishini kuzatish mumkin. Prujina uchiga ketma-ket bir necha marta urib, uning prujina bo'ylab ketma-ket tarqaluvchi siqilish va chuzilishlardan iborat to'lqinlarni yuzaga keltirish mumkin.

9.Yassi to'lqin tenglamasi. Muhitning to'lqin jarayonda ishtirok etayotgan zarralarining vaqtning istalgan paytidagi siljishi bilan bu zarralarning tebranishlar markazidan uzoqligi orasidagi boglanishni ifodalaydigan munosabat **to'lqin tenglamasi** bo'ladi. Bu munosabatni topish uchun ko'ndalang to'lqinni ko'rib chiqamiz. Lekin barcha mulohazalarimiz bo'ylama to'lqin uchun ham o'rinli bo'ladi.

Tebranishlar markazi bo'lgan 0 nuqtani koordinata boshi deb qabul qilaylik, 0 nuqtadagi tebranishlar garmonik tebranishlar bo'lsin:

$$x = x_0 \sin \omega t$$

bunda t –tebranish boshlangan paytda boshlab hisoblangan vaqt. Muhitning to'lqin etib borgan barcha zarralari ham shunday chastota va amplituda, biroq turli fazada garmonik tebrana boshlaydi. Tebranishlar markazidan (O zarradan) y masofada turgan ixtiyoriy A zarrani ko'raylik. Agar O zarra t vaqtdan beri tebranayotgan bo'lsa, A zarra vaqtdan beri tebranadi, bunda τ –tebranishlarning O markazidan A zarragacha tarqalish vaqti, yani to'lqinning yo'lni o'tishi uchun ketgan vaqt. Demak, A nuqtaning tebranish tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$x = x_0 \sin \omega(t - \tau)$$

Biroq, $\tau = \frac{y}{v}$, bu erda v –tulqinning tarqalish tezligi. U holda

$$x = x_0 \sin \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) \quad (55)$$

$$0 \quad \left(\frac{y}{v} \right)$$

Bu tenglama vaqtning ixtiyoriy paytida toʻlqinning ixtiyoriy nuqtasining siljishini aniqlashga imkon beradi, uni yoʻnalish boʻyicha tarqalayotgan yassi toʻlqin tenglama deyiladi.

(55) tenglamaga $\vartheta = \frac{\lambda}{T}$ ifodani qoʻyib va $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ ekanligini nazarga olib, toʻlqin tenglamasining boshqa koʻrinishlarini hosil qilish mumkin:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda} \right) \\ x &= x_0 \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{y}{\lambda} \right) \\ x &= x_0 \sin \left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda} \right) \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Gyugens prinsipiga koʻra, muhitning toʻlqin etib borgan har bir nuqtasining oʻzi, ikkilamchi toʻlqinlarning manbai boʻlib qoladi, yani bu nuqtadan huddi markazdan tarqalgandek, yangi sferik toʻlqin tarqala boshlaydi. Ikkilamchi toʻlqinlar dastlabki front harakatlanayotgan yoʻnalishlardan boshqa barcha yoʻnalishlarda oʻzaro soʻnadi, yani bir-birini soʻndiradi.

TOVUSH TOʻLQINLARI. TOVUSH TEZLIGI

Reja:

1. Tovushning balandligi, qattiqligi va tembri.
2. Ultratovush.

Agar muhitda tarqalayotgan toʻlqinlarning chastotasi 20 Hz dan 20000 Hz oraligida boʻlsa, bunday toʻlqinlarni inson qulogi eshitadi (qabul qiladi). Shuning uchun chastotasi ana shu koʻrsatilgan chastotalar oraligida yotgan istalgan muhitdagi elastik toʻlqinlar tovush toʻlqinlari yoki toʻgridan-toʻgri tovush deb ataladi. Chastotasi 20 Hz dan kichik boʻlgan toʻlqinlarni infratovush, chastotasi 20000 Hz dan katta boʻlgan toʻlqinlarni esa ultratovush deb ataladi. Infra va ultratovushlarni inson qulogi eshitmaydi. **Fizikaning tovush hodisalarini oʻrganadigan boʻlimi akustika, qulogimiz tovush sifatida qabul qila oladigan tebranishlarni akustik tebranishlar deb yuritiladi.**

Har qanday tebranuvchi jism tovush manbai boʻlishi mumkin. Masalan, kamertonga bolgacha bilan ursak, kamerton tovush chiqara boshlaydi. Agar kamerton shohi yoniga ipga osilgan sharchani yaqinlashtirsak, har safar kamertonga sharcha tegishi bilan undan sapchiydi. Agar kamertonni qoʻl bilan ushlasak, uning tebranishlari toʻhtaydi, tovush eshitilmay qoladi. Kamerton tovush chikarmayotgan vaqtda unga tegib turgan sharcha ham harakatsiz osilib turadi.

Tovush tebranishlari elastik muhit orqali uzatiladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun quyidagicha tajriba oʻtkazish mumkin. Havo nasosi qalpogi ostiga elektr qoʻngirogini oʻrnatib, uni harakatga keltiraylik. Qalpoq ostida havo boʻlganda qoʻngiroqdan chiqayotgan tovush aniq eshitiladi. Qalpoq ostidagi havoni asta-sekin soʻrib olingan sari tovush zaiflashadi va havo batamom siyraklashganda (vakuum boʻlganda) garchi qoʻngiroq ishlab tursa ham, hech qanday tovush eshitilmay qoladi. Bundan tovush toʻlqinlari muhitda tarqaladi, vakuumda esa tarqalmaydi, degan hulosaga kelamiz.

Shunday qilib, biz tovushni eshitishimiz uchun, birinchidan tovush manbai bo`lishi; ikkinchidan, tovush manbai bilan quloq orasida elastik muhit mavjud bo`lishi; nihoyat, uchinchidan, tovush manbaining chastotasi 20–20000 Hz oraligida bo`lishi kerak.

Har qanday moddada tovush ma`lum tezlik bilan tarqaladi, uning tarqalish tezligi
$$v = \frac{s}{t}$$
 formula bilan aniqlanadi, bu erda s tovushning t vaqt oraligida o`tgan masofasi.

Tovushning tarqalish tezligi muhitning hossalariga va temperaturaga bogliq bo`ladi: muhitning elastikligi va zichligi qancha katta bo`lsa, tovushning tarqalish tezligi shuncha katta bo`ladi. **Bunday moddalarning tovush o`tkazuvchanligi katta bo`ladi. (moddaning tovushni o`tkazish qobiliyati tovush o`tkazuvchanligi deb ataladi).** O`lchashlar 0⁰S (273⁰

K) temperatura va normal atmosfera bosimida havoda tovushning tarqalish tezligi $332 \frac{m}{s}$ ga teng ekanligini ko`rsatadi.

1. Tovushning balandligi, qattiqligi va tembri. Barcha tovushlar musiqiy tovushlarga va shovqinlarga bo`linadi. Masalan, musika asboblari chiqaradigan tovushlar, ashula musiqiy tovush hisoblanadi. Avtomobil yurganda, portlashda, suv sharsharasidan shovqin hosil bo`ladi.

Har qanday real tovush oddii garmonik tebranish emas, balki malum chastotalar to`plamiga ega bo`lgan garmonik tebranishlarning yigindisidan iborat bo`ladi. **Berilgan tovushda ishtirok etuvchi tebranishlar chastotalari to`plami tovushda ishtirok etuvchi tebranishlar chastotalari to`plami tovushning akustik spektri deb ataladi.** Agar tovushda v1 dan v2 gacha oraliqdagi barcha chastotaga ega bo`lgan tebranishlar ishtirok etsa, u holda spektr tutash spektr deyiladi. Masalan, shovqin tutash akustik spektrga ega. Agar tovush v1,v2,v3 va hokazo, uzlukli, yani bir–biridan chekli intervallar bilan ajralgan chastotali tebranishlardan tashkil topgan bo`lsa, chiziqli akustik spektr deyiladi. Masalan, musikii tovushlar (ularni ohangdor tovushlar deb ham ataladi) chiziqli spektrga ega.

Tayinli bir chastotali tovush musiqiy ton (musiqiy ohang) yoki to`gridan–to`gri ton ataladi. Garmonik tebranayotgan jismning chiqarayotgan tovushi musiqiy ton bo`ladi. Musiqiy tovushlar bir–biridan qattiqligi va balandligi bilan farq qiladi.

Tovushning qattiqligi tebranish amplitudasiga bogliq bo`ladi: tebranish amplitudasi qancha katta bo`lsa, tovush shuncha qattiq bo`ladi. Masalan, kamerton shohisha bolgacha bilan qanchalik kuchli zarba berilsa, kamerton shunchalik qattiq ovoz chiqarganini eshitamiz, chunki kuchli zarba tasirida katta amplitudali tebranishlar yuzaga keladi.

Tovushning balandligi tebranish chastotasiga bogliq; tebranish chastotasi qanchalik yuqori bo`lsa, tovush shunchalik baland hisoblanadi. Masalan, torning tarangligini orttirib (bunda torning erkin tebranishlari chastotasi ortadi), uning tovush balandligini oshirish mumkin.

Har qanday musiqiy tovushni chastotalarining nisbati natural sonlar qatori nisbatay kabi bo`lgan, yani v1;v2;v3;v4.....–1:2:3:....kabi bo`lgan, bir necha garmonik tebranishlarga ajratish mumkin. **Eng kichik v1 chastotali garmonik tebranish–asosiy ton, v2;v3 va hokazo yuqori chastotali garmonik tebranishlar obertonlar deb ataladi.**

Turli manbalardan chiqayotgan tovushlarning tusi (ohangdorligi) turlicha bo`ladi: yani tovushlar bir–biridan tembri bilan farq qiladi. Tovushning tempri obertonlarning bo`lishi va ularning qattiqligiga bogliq bo`ladi. Obertonlari ko`p bo`lgan musiqiy tovushlarning tembri yuqori (tovush shunchalik sifatli) bo`ladi.

2. Ultratovush. Ultratovush to`lqinlarining chastotasi 20 kGc dan yuqori bo`lgani tufayli bu to`lqinlarning to`lqin uzunligi tovush to`lqinlariga nisbatan qisqadir. Masalan, chastotasi 350 kGc bo`lganda havoda ultratovush to`lqinining uzunligi 1 mm chamasida, chastota 3 MGc bo`lganda esa to`lqin uzunligi 0,1 mm chamasida bo`ladi. Havoda tovush

toʻlqinlarining uzunligi 15 m dan 15 mm gacha oraliqda yotadi. Suyuqlik va qattiq muhitlarda toʻlqin uzunligi yana ham katta. Amalda ana shunday uzunlikdagi bir tomonga yoʻnalgan toʻlqin yarata oladigan nurlatkich koʻrish imkoniyati yoʻq. Uzunliklari ancha kichikroq boʻlgan ultratovush toʻlqinlarining bir tomonga yoʻnalgan dastasini (yorugʻlik dastasi kabi) hosil qilish mumkin. Masalan, agar ultratovush manbai boʻlib turgan yassi plastinkaning oʻlchamlari toʻlqin uzunligiga nisbatan katta boʻlsa, u holda plastinkadan yassi toʻlqin tarqaladi; bu toʻlqin projektordan yorugʻlik tarqalgani kabi, plastinka yuzidan tarqalayotgan parallel nurlar dastasiga uhsaydi.

Hozirgi vaqtda ultratovush toʻlqinlarini yaratish uchun asosan ikkita hodisa: teskari pezoelektrik effekt hamda magnitostriksiya hodisalaridan foydalaniladi. Teskari pezoelektrik effekt shundan iboratki, bazi bir kristallardang (masalan, kvarc, segnet tuzi, bariy titanat tuzi va boshqalardan) malum usul bilan kesib olingan plastinka elektr maydon tasirida deformatsiyalanadi (maydon bir tomonga yoʻnalganda choʻzilsa, teskari tomonga yoʻnalganda esa siqiladi). Ana shunday plastinkani oʻzgaruvchan kuchlanish berilgan metall qoplamalari orasiga joylashtirsak, plastinkaning majburiy mehanik tebranishlari yuzaga keladi. Agar elektr kuchlanishning oʻzgarish chastotasi platsinkaning hususiy tebranishlari chastotasiga mos kelsa, tebranishlar intensivlashadi. Shunday plastinka tutash (suyuqlik yoki gazsimon) muhitda joylashtirilgan boʻlsa, tebranishlar muhitga berilib, undagi ultratovush toʻlqinlarni uygotadi. Magnitostriksiya esa magnitmaydon tasirida ferromagnit moddalar (temir, nikel, bazi kotishmalar) da yuz beradigan shunga uhsash hodisadir.

Ultratovush toʻlqinlari inson faoliyatining turli-tuman sohalarida keng ishlatiladi. Masalan, ultratovush toʻlqinlari ilmiy-tadqiqot ishlarida modda (ainiqsa, suyuqlik) ning hossalarni oʻrganish maqsadida; suvda lokasiya ishlari olib borishda, yani buyumlarni topish va ulargacha boʻlgan masofani aniqlashda (lokatorlar); chuqurlikni oʻlchash va dengiz tubining relefini aniqlash ishlarida (eholotlar); ultratovush defektoskopiyasida, yani metall buyumlarning nuqson (defekt) larini topish, ularning oʻlchamlarini va qaerda joylashganliklarini aniqlashda (defektoskop) va boshqa koʻp maqsadlarda keng qoʻllaniladi. Ultratovush toʻlqinlari manbadan tarqalib, oʻz yoʻlida toʻsiqqa uchraganda undan qaytadi. Qaytgan tovushlarni qayd qilib va ultratovush impulsini yuborish va qayd qilish orasidagi vaqtni boʻlgan holda qaytaruvchi buyumning qaerda va qanday masofada turganini aniqlash mumkin. Lokatorlar eholotlar va defektroskoplarning ishlash prinsipi ultratovushning ana shundai qaitishiga asoslangan.

Ultratovushning biologik va fiziologik tasirlari ham bor. Bundan tibbiotda davolash maksadida, sut mahsulotlarini va dori-darmonlarni soflashda, kishlok hujaligida bazi usimliklar (kartoshka, nuhat va shunga uhsashlar) ning urugʻlarini tez undirib olish va hosildorligini oshirishda va hokazo maksadlarda keng foidalaniladi.

SUYUQLIK VA GAZNING HARAКATI

Reja:

1. Suyuqliklar harakatini xarakterlovchi kattaliklar.
2. Bernulli qonuni.
3. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik).

1. Суюқликлар ҳаракатини характерловчи катталиқлар. Suyuqlik (yoki gaz) qatlamlarining nisbiy harakatida bu qatlamlar orasida biror katlamlarning harakatini sekinlashtiruvchi va boshqa biror qatlamlarning harakatini tezlashtiruvchi kuchlar hosil boʻladi. Suyuqlikning bir qatlami ikkinchisiga tasir qiladigan kuch ichki ishqalanish kuchi yoki yopishqoqlik kuchi deyiladi. Ichki ishqalanish kuchining kattaligiga qarab moddalar yopishqoq va yopishqoqmas moddalarga boʻlinadi. Suyuqlik (gaz) unda jismlarning

harakatlanishiga to'sqinlik qiluvchi kuch **qarshilik kuchi** deyiladi. Qarshilik kuchi jismning shakliga, ko'ndalang kesimining yuzasiga, jism harakatlanayotgan suyuqlikning (gazning) harakat tezligiga va jinsi turiga bogliq bo'ladi. Jumladan, havodagi qarshilik kuchini **aerodinamik qarshilik** deyiladi.

Malum tezlikkacha (kritik tezlik deiladigan tezlikkacha) suyuqliklarning qatlamlari bir-biriga nisbatan sirpanadi, yani oquvchi suyuqlik (gaz) qatlamlarining nisbii harakati buzilmaydi. Bunday **oqim qatlamli** yoki **laminar oqim** deyiladi. Oqim tezligi kritik tezlikdan ortib ketganda sirpanayotgan qatlamlarning o'zaro tasiri suyuqlik (gaz) zarralarining nisbiy joylashishini o'zgartiradi, uyurmalar hosil bo'ladi. Bunday harakat **uyurmali** yoki **turbulent harakat** deyiladi.

Agar suyuqlik oqayotgan trubaning tarmoqlari bo'lmasa, u holda trubaning ixtiyoriy kesimidan o'tayotgan suyuqlik miqdori bir hil bo'ladi; aks holda uzoq muddat suyuqlik oqqanda bazi joylarda suyuqlik to'planib qolgan, bazi joylarda esa oqim uzilgan bo'ladi. Shunga muvofiq, ishqalanish bo'lmaganda vaqt birligi ichida bir joydan oqayotgan suyuqlik hajmi vaqt birligi ichida ikkinchi joyda oqayotgan $v_2 S_2$ suyuqlik hajmiga teng bo'ladi, $v_1 S_1$

yani $v_1 S_1 = v_2 S_2$. Bunday shartni qanoatlantiradigan oqim **stasionar oqim** deiladi.

Bundan

stasionar oqimda suyuqlikning harakatlanayotgan zarralarining tezligi truba kesimining yuziga teskari proporsional bo'lishi kelib chiqadi.

2. Bernulli qonuni. Biz bayon qilgan bu fikrlarning hammasi suyuqliklarga ham, gazlarga ham birday tegishli. Oquvchan suyuqlikda statik bosim va dinamik bosim bo'lishini farq qilish kerak. Qo'zgalmas suyuqlikning truba devorlariga berayotgan bosimi **statik bosim** bo'ladi, **dinamik bosim** esa suyuqlikning oqish tezligiga bogliq bo'ladi. Statik va dinamik bosimlar yigindisi **to'la bosim** deyiladi. Suyuqlikning statik bosimi uning tezligi nolga teng bo'lgandagi to'la bosimga teng bo'lishi tabiiy; bu bosimni manometr bilan o'lchanadi.

Suyuqlik trubaning tor qismidan keng qismiga o'tganida go'yo tusiqa duch kelgandek o'z harakatini tormozlaydi, shuning uchun uning siqilish darajasi ortadi. Aksincha, suyuqlik keng qismdan tor qismga o'tganida tezlik ortadi va siqilish kamayadi. Trubadan oqayotgan suyuqlikning tezligi qaerda katta bo'lsa, o'sha erda uning bosimi kichik bo'ladi. Suyuqlikning tezligi bilan bosimi orasidagi bu boglanish **Bernulli qonuni deb ataladi.**

Trubaning kesimi uning biror joyida toraysa, u joyda suyuqlikning oqish tezligi ortadi, binobarin, bosim kamayadi. Oqimning suruvchi (tortuvchi) kuchi paydo bo'ladi, bu hodisadan pulvurizator, karbyurator, diffuziya nasosi va boshqa qurilmalarda foydalaniladi. Endi samolyot qanotining ko'tarish kuchi qanday hosil bo'lishini ko'raylik. Oqim tomondan qanotga natijalovchi kuchning yo'nalishi qanotning shakliga va uning oqimda qanday orientirlanishiga bogliq bo'ladi. Samolyot qanoti profilining –rasmda keltirilgan shakli eng suyri shakldir.

Ko'tarish kuchi hosil bo'lishi uchun samolyot uchayotganda uning kanoti qanot tekisligi bilan oqim yo'nalishi orasida biror burchak (uchishda $1-1,5^0$ dan qo'nishda 15^0 gacha) hosil bo'lishi kerak. Bosim kuchi va ishqalanish kuchining R teng tasir etuvchisi qanotga burchak ostida yo'nalgan. Bu teng ta'sir etuvchining Q va F tashkil etuvchilari mos ravishda ro'para qarshilik va ko'tarish kuchi bo'ladi.

Nazariya va tajribaning ko'rsatishicha, ko'tarish kuchi qanot ustida bosimning kamayishi va qanot ostida uning ortishidan yuzaga keladi. Qanot ostida bosimning kamayishiga kritik tezlikda qanot atrofida sirkulyasiya oqimining paydo bo'lishi sabab bo'ladi. Sirkulyasiya oqimining yo'nalishi qarama-qarshidan kelayotgan oqimning (uchrashma) oqimning yo'nalishi bilan qanotning ustida bir hil bo'ladi, qanotning ostida esa har ikkala oqimning yo'nalishlari qarama-qarshi bo'ladi. Buning natijasida qanotning kam bosimli sohaga surish tasiri (Bernulli qonuniga muvofiq) yuzaga keladi.

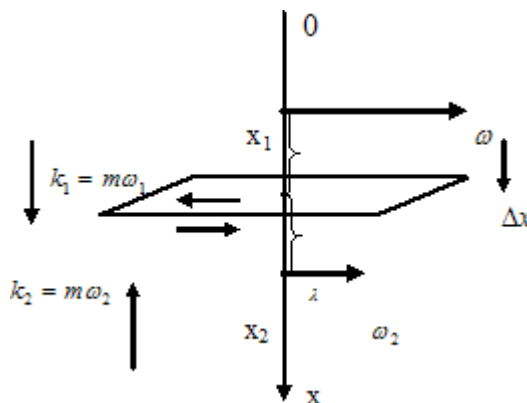
Uchishda samolyotga quyidagi kuchlar: P ogirlikni enguvchi F_1 ko'tarish kuchini

enguvchi parrakning tortish kuchi tasir qiladi.

Harakatlanayotgan suyuqlik (gaz) ning kinetik energiyasi bo`ladi. Hidroelektr stansiyalarda harakatlanayotgan suvning energiyasi elektr energiyasiga aylanadi. Shamol energiyasi ham kelingi yillarda qishloq ho`jaligi va sanoat ehtiyojlari uchun ishlatila boshlandi.

3. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik). Gazning laminar oqimida uning oqim tezligi Ox yo`nalishida kamayadi deylik (7-rasm). Yuqorida ko`rganimizdek masalan, gaz qattiq devor yaqinida oqayotgan bo`lsa shunday bo`lar ekan.

Gazning ikki qo`shni qatlami bir-biriga tegayotgan ΔS yuzni ko`z oldimizga keltiraylik, bu yuzdan $\bar{\lambda}$ masofada oqim tezligi qiymatlarini ω_1 va ω_2 bilan belgilaylik ($\omega_1 > \omega_2$). Molekulalarning haotik haraktigaoqimning ω tezligi ham qo`shiladi, shuning uchun yuqori qatlam molekulalarining harakat miqdori pastki qatlam molekulalarinikiga qaraganda katta bo`ladi: $m\omega_1 > m\omega_2$, bu erda m – molekula massasi. Haotik harakat prosessida yuqori qatlam molekulalari o`zining harakat miqdorini pastki qatlamga ko`chiradi va bu bilan pastki qatlarning tezligini oshiradi; o`z navbatida pastki qatlam molekulalari o`zining harakat miqdorini yuqori qatlamga ko`chiradi va uning tezligini kamaytiradi. Natijada qatlamlar orasida ichki ishqalanish vujudga keladi, bu ishqalanishning kuchi ΔS yuz bo`ylab oqim tezliklariga parallel tasir qiladi.



7-rasm.

Ichki ishqalanish kuchi

$$F = -\eta \frac{\Delta\omega}{\Delta x} \cdot \Delta S \quad (57)$$

bundan mana bu kelib chiqadi:

Gazning bir-biriga nisbatan sirpanuvchi ikki qatlamining urinish tekisligida yuzga to`gri keladigan ichki ishqalanish kuchi bu qatlamlarning urinuvchi yuzlari ΔS ga va tezlik gradienti $\frac{\Delta\omega}{\Delta x}$ ga proporsional bo`ladi.

Formula ichki ishqalanish tenglamasi yoki N`yuton qonuni deyiladi. proporsionallik koeffisienti ichki ishqalanish (yopishqoqlik) koeffisienti deyiladi. formulada

$$\Delta S = 1m^2 \quad \text{va} \quad \frac{\Delta\omega}{\Delta x} = -1sek^{-1}$$

deb olib,

$$F = \eta$$

ekanligini topamiz, yani yopishqoqlik koeffisienti son jihatidan gazning tezlik gradienti $-1 sek^{-1}$ bo`lgan parallel harakatlanuvchi qatlamlarining $1m^2$ urinish yuziga tasir qiluvchi ichki ishqalanish kuchiga teng.

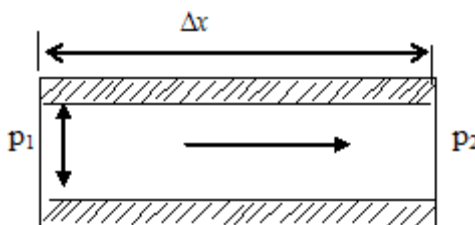
Formulalardan ichki ishqalanish koefitsientining $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{sek})$ hisobida o'lanishi ko'rinib turibdi.

Yopishqoqlik tufayli suyuqlikning trubadan (yoki boshqa uzandan) oqishi qiyinlashadi, uning tezligi kamayadi.

Fransuz fizigi va fiziologi Puazeyl 1841 yilda quyidagini aniqladi, **suyuqlikning truba bo'ylab laminar oqimining o'rtacha tezligi suyuqlikning bosimi gradienti $\frac{\Delta p}{\Delta x}$ ga, trubaning radiusi ga to'g'ri proporsional, suyuqlikning yopishqoqlik koefitsienti η ga teskari proporsionaldir.**

$$\omega = -\frac{\Delta p}{\Delta x} \frac{r^2}{8\eta}, \quad (58)$$

(trubaning ohirlaridagi bosimlar farqi $p_1 - p_2 = \Delta p$ o'zgarmas bo'lganda yopishqoq jismning trubadagi laminar oqimi) (58) formula **Puazeyl qonuni** deyiladi.



8-rasm.

Minus ishorasi oqim tezligining bosim gradientiga teskari yo'nalganligini ko'rsatadi. Δt vaqt ichida trubadan oqib o'tgan suyuqlikning ΔV hajmi

$$\Delta V = S\omega \cdot \Delta t = \pi r^2 \omega \cdot \Delta t \quad (59)$$

formula bilan ifodalangani uchun (bu erda $S = \pi r^2$ –trubaning ko'ndalang kesim yuzi), tezlik ifodasini (58) formuladan (59) formulaga qo'yib, ΔV ning quyidagi ifodasini topamiz:

$$\Delta V = -\frac{\pi r^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{\Delta x} \cdot \Delta t \quad (60)$$

yani trubadan oqib o'tayotgan suyuqlikning hajmi truba radiusining to'rtinchi darajasiga, vaqtga va suyuqlikning bosimi gradientiga to'g'ri proporsional, suyuqlikning yopishqoqlik koefitsientiga teskari proporsional ekan. formuladan tajriba yo'li bilan suyuqlikning yopishqoqlik koefitsientini aniqlash mumkin. Puazeyl ana shu yo'l bilan aniqlagan edi.

Yopishqoqlik tufayli suyuqlikda harakatlanayotgan jism suyuqlikka tegib turgan qatlamlarini o'ziga ergashtiradi va shuning uchun suyuqlik tomonidan qarshilikka (ishqalanishga) duch keladi. Ingliz fizigi va matematigi Stoksning aniqlashicha, **uncha katta bo'lmagan tezlik bilan harakatlanayotgan shar shaklidagi jismlar uchun suyuqlikning F qarshilik kuchi harakatning ω tezligiga, shar radiusi r ga va suyuqlikning yopishqoqlik koefitsienti η ga proporsional ekan**

$$F = 6\pi\eta r\omega$$

formula **Stoks qonuni** deyiladi va sharsimon jismlarning gazdagi harakatiga, masalan, yomgir tomchilarining atmosferada tushishiga ham qo'llash mumkin.

MOLEKULYAR FIZIKANI O`RGANISHNING STATISTIK VA TERMODINAMIK USULLARI

Reja:

1. Ideal gaz holati.
2. Ideal gazlar molekuljar–kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

Hozirgi zamon fanida jismlarning fizik hossalarini, shuningdek, bu jismlarni tashkil qiluvchi zarralarning issiqlik harakati va o`zaro tasiri tufayli bo`ladigan fizik hodisalarni o`rganishda ularning hossalarining o`zgarishiga bogliq bo`lgan quyidagi ikki hil yondashishdan – makroskopik va molekuljar–kinetik usuldan foydalaniladi. **Birinchi usul jismlarning ichki tuzilishidagi hususiyligini hisobga olmagan holda makroskopik jismlarning hossalarini ularda energiya aylanish va saqlanishi qonunlari asosida o`rganishga asoslangan bo`lib, termodinamik metod deyiladi.** Gap shundaki, jismlar (sistema) ning ko`p hossalari unda energiyaning bir turdan ikkinchi turga aylanish jarayonlari bilan ham bogliq. Binobarin, bu qonunlar yordamida jismlarning ko`p hossalarini va hodisalarni o`rganish mumkin.

Molekulyar–kinetik usul moddalarning ichki tuzilishi asosida ularning hossalarini chuqurroq o`rgatadi. Makroskopik jismlarning hossalari ulardagi zarralarning tartibsiz harakatidan bo`ladigan mikrojarayonlar tufayli bo`lgani uchun bu mikrojarayonlarni o`rganish asosidagina jismlarning hossalarini batafsil tushuntirish va miqdoriy karakterlab berish mumkin. Molekuljar–kinetik nazariya jismlarning makroskopik hossalari (bosim, temperatura, elastiklik, qovushqoqlik va h.k.)ni molekulalarning tartibsiz harakati va o`zaro tasirining yigindisidan iborat deb qaraydi. Makroskopik jismda alohida gapirish manoga ega emas. Molekuljar–kinetik nazariya ayrim molekulalarning harakatlari bilan emas, balki ko`p miqdordagi molekulalarning harakatini karakterlaydigan fizik kattaliklarning o`rtacha qiymatlari bilan ish ko`radi va statistik usuldan foydalanadi. **Shuning uchun molekuljar–kinetik usul statistik metod deb, molekuljar–kinetik nazariya esa statistik fizika deb ham yuritiladi.** Har ikkala termodinamik va statistik usullar bir–birini to`ldiradi. Bu usullarning birlashishi gaz, suyuq va qattiq holatdagi moddalarning tuzilishi va ularda bo`ladigan jarayonlarni o`rganishga keng yo`l ochib beradi.

1. Ideal gaz holati. Gaz hossalari ustida batafsil tuhtalishdan avval gazning o`ziga tegishli bo`lgan bazi soddalashtirishlarni kelishib olaylik. Biz yuqorida modda agregat holatlaridan biri bo`lgan gaz holati ustida to`htalib o`tgan edik. Ma`lumki, gazni tashkil etuvchi atom va molekulalar orasidagi o`zaro tasir kuchlari juda kichik bo`lib, bazi sharoyotlarda ularni hisobga olmasa ham bo`ladi.

Biz ideal gaz holatini o`rganish uchun quyidagi soddalashtirishlarni kiritamiz.

1. Gazni tashkil etuvchi atom va molekulalar o`lchamlarini hisobga olmasa ham bo`ladigan darajada kichik bo`lgan elastik sharchalardir.

2. Atom va molekulalar orasidagi o`zaro tasir kuchlari juda kichik (umuman yo`q desa ham bo`ladi).

3. Atom va molekulalarning o`zaro to`qnashish soni ularning idish devorlariga urilish soniga qaraganda hisobga olmasa ham bo`ladigan darajada kam.

Bu shartlarni qanotlantiruvchi gaz ideal gaz deyiladi. Gaz yuqoridagi shartlarning bajarilishi yoki bajarilmasligiga qarab ideal yoki real holatda bo`lishi mumkin. Berilgan massali gazning holati p bosim, V hajm va T temperaturalardan iborat uchta kattalikning qiymatlari bilan aniqlanadi. **Bu kattaliklar holat kattaliklari deyiladi,** ular bir–biriga qonuniy ravishda boglangan bo`lib, ulardan birining o`zgarishi natijasida boshqalari ham o`zgaradi. Bu kattaliklarning o`zaro boglanishi analitik usulda

$$f(p, V, T) = 0$$

funksiya ko`rinishida ifodalanishi mumkin. Biror jismning kattaliklari orasidagi boglanishni ifodalovchi munosabat shu jismning holat tenglamasi deb ataladi. Binobarin, yuqoridagi munosabat berilgan gaz massasining holat tenglamasidir. Kattaliklarning o`zgarishi bilan gaz holatining o`zgarishi **gaz jarayoni** deyiladi. Temperatura o`zgarmaganda gaz bosimining uning hajmiga bogliq holda o`zgarishi izotermik jarayon, bosimi o`zgarmaganda gaz hajmining uning temperaturasiga bogliq holda o`zgarishi **izobarik jarayon**, hajmi o`zgarmaganda gaz bosimining uning temperaturasiga bogliq holda **o`zgarish izohorik jarayon** deyiladi.

2. Ideal gazlar molekulyar–kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi. Gazlar kinetik nazariyasi gaz holatini karakterlovchi kattaliklari bilan molekulyar harakati o`rtasidagi boglanishni hosil qilishda asosiy rol o`ynaydi.

Biror idishda olingan gaz haqiqiy harakatdagi molekulyar teplamidan iboratdir. Har bir molekula idish devoriga urilganda deyorga biror kichik kuch bilan tasir qiladi, ammo molekulyar to`plami esa kattagina kuch bilan tasir qiladi. Idish devorining yuz birligiga tasir etuvchi kuch gaz molekulyarining bosimiga teng. Demak, gazning bosimi gaz molekulyarini issiqlik harakati tufayli idish devoriga urilishidan kelib chiqadi. Molekulyar–kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarish maqsadida, quyidagicha shartlashib olamiz: tekshiriltgan gaz, birinchidan, siyraklashtirilgan, muvozanat holatda, yani temperatura, bosim berilgan gazning barcha qismlarida bir hil, ko`b shaklidagi idishda olingan bo`lsin; ikkinchidan, gaz bir hil massali molekulyarlardan tashkil topgan bo`lsin; uchinchidan, gaz molekulyarining o`lchami ular orasidagi masofaga nisbatan juda kichik bo`lsin (bunday sharoitda molekulyar betartib harakati natijasida bir–biri bilan deyarli toqnashmaydi); va nihoyat, to`rtinchidan, har bir molekulaning harakati N`yuton mehanikasi qonuniga bo`ysunadi va molekulyalarning idish devoriga urilib qaytganda hech qanday energiya yo`qotmaydi.

MKN ning asosiy tenglamasi

$$p = \frac{1}{3} nm\bar{v}^2 \quad (61)$$

yoki

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\bar{v}^2}{2} \quad (62)$$

$$m\bar{v}^2 =$$

Bunda $\frac{m\bar{v}^2}{2} = E$ bitta molekulaning ilgarilanma harakat kinetik energiyasining o`rtacha qiymati. Shuning uchun tenglamani kinetik energiya orqali quyidagicha yozish mumkin:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{E}{k}$$

Bu molekulyar–kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi bo`lib, undan gaz bosimi hajm birligidagi molekulyar kinetik energiyasining o`rtacha qiymatiga to`gri mutanosib ekani kelib chiqadi.

Shunday qilib, gazning bosimi hajm birligidagi gaz molekulyarining o`rtacha kinetik energiyasining uchdan ikki qismiga teng.

TERMODINAMIKANING BIRINCHI BOSH QONUNI

Reja:

1. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni
2. Issiqlik mashinalari va ularning foydali ish koeffisienti.

1. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni quyidagicha tariflanadi: **termodinamik sistema bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda uning ichki energiyasining o'zgarishi sistemaga berilgan issiqlik miqdori bilan tashki kuchlarning sistema ustida bajargan ishining yigindisiga teng, yani:**

$$\Delta U = \Delta A + \Delta Q \quad (63)$$

bunda ΔU – sistema ichki energiyasining o'zgarishi; ΔQ – sistemaga berilgan issiqlik miqdori; ΔA – sistema ustida tashki kuchlarning bajargan ishi.

Agar ishni sistema tomonidan bajarilgan deb qaralsa, u holda birinchi qonuni quyidagicha tariflanadi: **sistemaga berilgan issiqlik miqdori sistema ichki energiyasining o'zgarishiga hamda sistemaning tashki kuchlarga qarshi bajargan ishiga sarflanadi, yani**

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta A \quad (63a)$$

bunda ΔA – sistema tomonidan bajarilgan ish.

Agar sistema bir holatdan ikkinchi holatga o'tib, yana davriy ravishda birinchi holatga o'zgarishsiz qaytsa, sistema ichki energiyasining o'zgarishi $\Delta U = U_2 - U_1 \approx 0$ bo'ladi. U holda tenglik quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\Delta Q = \Delta A \quad (64)$$

Bundan o'zi olgan energiyadan ortiq ish bajara oladigan davriy harakatlanuvchi mexanizm yaratish mumkin emasligi kelib chiqadi. Shunday qilib, termodinamikaning birinchi bosh qonuni yana quyidagicha tariflash mumkin: o'zi olgan energiyadan ortiq ish bajara oladigan davriy harakatlanuvchi mexanizm (birinchi tur abadiy dvigatel) ko'rish mumkin emas.

2. Issiqlik mashinalari va ularning foydali ish koeffisienti. Ichki energiyani mexanik energiyaga aylantirib beruvchi mashinalar issiqlik mashinalari yoki issiqlik dvigatellari deb ataladi.

Barcha kurinishdagi issiqlik dvigatellarida yoqilgining energiyasi avval gazning (yoki bugning) energiyasiga aylanadi. So'ng gaz kengayib ish bajaradi va soviydi, uning ichki energiyasi harakatlanuvchi mexanizm (porshen) ning mexanik energiyasiga aylanadi. Issiqlik mashinalarida aylanma jarayon deb ataladigan jarayonlarda ichki energiyaning mexanik energiyaga aylanishi amalga oshadi.

Sistema qator holatlarni o'tish natijasida o'zining dastlabki holatiga qaytadigan jarayon aylanma jarayon deyiladi.

Aylanma jarayon sifatida quyidagi jarayonni ko'rib chiqaylik. Faraz qilaylik, biror massali gaz $1 \rightarrow a \rightarrow 2$ egri chiziq bilan ifodalanuvchi qator holatlardan o'tib kengaygan bo'lsin. So'ng $2 \rightarrow b \rightarrow 1$ egri chiziq bilan ifodalanuvchi holatdan o'tib siqilgan va boshlangich holatiga qaytgan bo'lsin. Tarifga asosan, aylanma jarayon grafikda berk egri chiziq bilan ifodalanishini ko'ramiz. Aylanma jarayonda gaz bajargan A ish kengayishda bajarilgan A_1 ish (bu ish musbat, uni gaz bajaradi va son jihatdan $1a2dc1$ shaklning yuziga teng) bilan siqilishida bajarilgan A_2 ish (bu ish manfiy, uni tashki kuchlar bajaradi va son jihatdan $2b1cd2$ shaklning yuziga teng) ayirmasiga teng bo'ladi: $A = A_1 - A_2$ va ikkala shakllar yuzlarini farqi bilan, yani berk $1a2b1$ egri chiziq bilan chegaralangan shaklning yuzi bilan ifodalanadi.

Issiqlik mashinalarida bunday aylanma jarayon davrii ravishda takrorlanib turadi va har bir aylanma jarayonda biror A ish bajariladi.

1824 yilda fransuz injeneri va olimi Sadi Karno issiqlik mashinasining ishlash prinsipini va samaradorligini nazariy o'rganib, har qanday issiqlik mashinasining ishlashi uchun ishchi jism, isitkich va sovutkich bo'lishi zarurligini ko'rsatdi. Karno tomondan tavsiya etilgan ideal mashinada ishchi jism sifatida silindr porsheni ostidagi 1 kilomol ideal gaz olingan. **Mashina davriy ravishda Karno aylanma jarayoni deb ataladigan ikkita**

izotermik va ikkita adiabatik jarayonlardan iborat aylanma jarayonlarni bajaradi. Sistema holatining o'zgarishi quyidagi ketma-ketlikda amalga oshiriladi.

1. Kengayishning birinchi izotermik ($T_1 = \text{const}$) bosqichida (1–2 egri chiziq) gaz isitkichdan Q_1 issiqlik miqdorini olib, hajmi V_1 dan V_2 gacha kengayib ish bajaradi va kattalıkları p_1, V_1, T_1 dan p_2, V_2, T_2 gacha o'zgaradi.

2. Kengayishning ikkinchi adiabatik bosqichida (2–3 egri chiziq) hajm V_2 dan V_3 gacha kengayadi. Ammo ish gazning ichki energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi. Bunda gaz tashqaridan issiqlik olmaydi ham, bermaydi ham. Gazning kattalıkları p_2, V_2, T_1 dan p_3, V_3, T_2 gacha o'zgaradi.

3. So'ngra gaz V_3 dan V_4 gacha izotermik ($T_2 = \text{const}$) siqiladi (3–4 egri chiziq). Bunda tashqi kuch gaz ustida ish bajaradi. Jarayon izotermik bo'lganligi sababli bu ish batamom issiqlikka aylanib, sovitkichga Q_2 issiqlik uzatiladi. Sistemaning kattalıkları p_3, V_3, T_2 dan p_4, V_4, T_2 gacha o'zgaradi.

4. Aylanma jarayonning ohirgi qismida gaz adiabatik siqilib, gaz hajmi V_4 dan V_1 gacha kamayadi (4–1 egri chiziq). Bunda bajarilgan ish gaz temperaturasi boshlangich darajasiga ko'tarish uchun sarflanadi, sistemaning ichki energiyasi ortadi. Sistemaning kattalıkları p_4, V_4, T_2 dan p_1, V_1, T_1 gacha o'zgaradi, yani boshlangich holatdagi qiymatni egallaydi.

Shunday qilib, aylanma jarayon davomida gazning bajargan ishi isitkichdan olingan Q_1 va sovitkichga berilgan Q_2 issiqlik miqdorlarining ayirmasiga teng, yani

$$A_{\phi} = Q_1 - Q_2 \quad (65)$$

bo'ladi va mashinaning bir siklda bajargan foydali ishini ifodalaydi.

Aylanma jarayonning bir siklda bajargan foydali ishini ifodalaydi.

Aylanma jarayonning foydali ish koeffisienti (FIK) aylanma jarayon davomida bajarilgan foydali ishning umumiy ishga nisbataiga yoki aylanma jarayon davomida sistema olgan ($Q_1 - Q_2$) issiqlik miqdorining isitkich bergan issiqlik miqdoriga bo'lgan nisbatiga teng. Sistema olgan issiqlik miqdorining qancha qismini foydali ishga aylanganligini ko'rsatuvchi kattalikka aylanma jarayonning FIKi deyiladi, yani

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

yoki foizlarda

$$\eta = \frac{A}{Q_1} \cdot 100\% = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \cdot 100\% \quad (66)$$

issiqlik mashinasining prinsipial shemasi keltirilgan.

Yuqorida aytilganlardan shunday hulosaga kelish mumkin: isitkichdan olingan issiqlik miqdorini to'la ishga aylantira oladigan mehanizm bo'lishi mumkin emas, chunki bu issiqlik miqdorining bir qismi sovitkichga berilishi kerak.

Agar isitkichning temperaturasi T_1 , sovitkichnikini T_2 desak, Karno aylanma jarayoni bo'yicha ishlaydigan ideal issiqlik mashinasining nazariy mumkin bo'lgan eng katta FIK quyidagicha ifodalanishini Karno isbot qilgan:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (67)$$

Demak, ideal issiqlik mashinasining FIKni oshirish uchun isitkichning temperaturasi yuqori, sovitkichniki esa past bo'lishi kerak.

Tehnikada qo'llaniladigan issiqlik mashinalaridan ayrim turlarining ishlash prinsipi bilan tanishib chiqaylik. Issiqlik dvigatellari mehanik harakatga kelish usullariga qarab, ular porshenli (bug mashinalari va ichki yonuv dvigatellari), rotasion (bug va gaz turbinalari) va

reaktiv dvigatellarga bo`linadi.

TERMODINAMIKANING IKKINCHI QONUNI

Reja:

1. Termodinamikaning ikkinchi qonuni
2. Ochiq sistemalar termodinamikasi elementlari.

1. Termodinamikaning ikkinchi qonuni. Energiyaning saqlanish qonuni har hil energiyaning bir–biriga aylanishini belgilaydi, ammo ayni vaqtda bu proseslarda biror ustun yo`nalish bor–yo`qligini ko`rsatmaydi. Biroq, tajriba shuni ko`rsatadiki, energiyaning hilma–hil turlari issiqlikka hamma vaqt va to`la aylanadi, issiqlik esa energiyaning boshqa tur–hillariga mashina va apparatlar yordamigina aylantiriladi. Bunda aylanish prosesida issiqlikning bir qismi atrofda jislarga tarqalib, albatta isrof bo`ladi. Issiqlik almashinishida issiqlik hamma vaqt temperaturasi yuqoriroq jismlardan temperaturasi pastroq jismlarga o`tadi. Issiqlikni kamroq qizigan jismdan ko`proq qizigan jismga o`tkazish uchun (masalan, holodilniklarda ana shunday bo`ladi) tashki kuchlar yordamida ish bajarish talab qilinadi, buning uchun esa qo`shimcha energiya sarflanadi.

Shunday qilib, energiyaning bir turdan ikkinchi turga aylanishi va issiqlik almashinishiga oid tabiiy proseslarda muayan yo`nalish bor: energiyaning har qanday turlari issiqlikka aylanadi, issiqlik esa ko`proq qizigan jismlardan kamroq qizigan jismlardan kamroq qizigan jismlarga o`tar ekan, atrofda barcha jismlar orasida tarqaladi. Bu issiqlik odam uchun yo`qotilgan issiqlik hisoblanadi.

Tajriba yana shuni ko`rsatadiki, sistemaning temperaturasi atrofdaqi jismlarning temperaturasidan qanchalik yuqori bo`lsa, sistemadagi issiqlikdan foydalanish imkoniyati shunchalik katta bo`ladi. Masalan, yuqpri temperaturagacha qizdirilgan bugning issiqlik energiyasini energiyaning boshqa tur–hillariga aylantirish uncha qiyin emas, ammo temperaturasi atrofdaqi muhit temperaturasidan kam farq qiladigan dengiz va okeanlar suvidagi issiqlikdan foydalanish amaliy jihatdan mumkin emas.

Issiqlikning ana shu jihatdan «sigatini» harakterlash, shuningdek issiqlikning energiyaning aylanishi va issiqlik almashinishi proseslarida yuz beradigan qimmatsizlanish va sochilishini miqdor jihatdan hisobga olish uchun termodinamikada keltirilgan issiqlik deb ataladigan kattalikdan foydalaniladi.

Keltirilgan issiqlik Q_{pr} issiklikning berilishi yoki olinishiga muvofiq keladigan termodinamik temperatura T ning bir gradusiga to`gri keladigan issiqlik miqdori Q bilan o`lchanadi:

$$Q_{pr} = \frac{Q}{T} \quad (68)$$

Keltirilgan issiqlikning absolyut kattaligi emas, balki biror prosesda o`zgarishi ΔQ_{pr} harakterlidir. Agar keltirilgan issiqlik ortsa, issiqlikdan foydalanish imkoniyati kamayadi. Agar keltirilgan issiqlik kamaysa, aksincha, issiqlikdan foydalanish imkoniyati ortadi.

Masalan, issiqlikning ma`lum bir miqdori ΔQ temperaturasi T_1 yoqoriroq jismdan temperaturasi T_2 pastroq jismga o`tadi, deb faraz qilaylik (jismlar temperaturasining o`zgarishini hisobga olmaymiz). Bunda birinchi jismning keltirilgan issiqligi $Q' = \frac{\Delta Q}{T_2}$ ga

oshdi. Ammo $\frac{\Delta Q}{T_2} > \frac{\Delta Q}{T_1}$, binobarin, cictemaning umumiy keltirilgan issiqligi

$\Delta Q_{pr} = Q'_{pr} - Q'_{pr} = \frac{\Delta Q}{T_2} - \frac{\Delta Q}{T_1}$ ga ortdi.

Issiqlikning sochilishi ro'y berdi, natijada ayni miqdor ΔQ issiqlikdan foydalanish imkoniyati kamayadi. Ko'pincha, termodinamikada qiymati jihatidan keltirilgan issiqlikka o'hshahs bir qadar boshqacha kattalikdan foydalaniladi, bu kattalik entropiya deb ataladi va S bilan belgilanadi. Entropiya termodinamik sistema holatining eng muhim karakteristikalaridan biri bo'lib, turli energetik proseslarda issiqlikning qimmatsizlanish bo'lib, turli energetik proseslarda issiqlikning qimmatsizlanish o'lchovi hizmatini o'taydi, issiqlikning qimmatsizlanishi esa issiqlik almashinishida ro'y beradi.

Biror proses vaqtida entropiyaning o'zgarishi ΔS elementar uchastkalarda keltirilgan issiqlikning $\Delta Q_p = \Delta \frac{Q}{T}$ ning kattalik jihatidan etarli darajada kichik o'zgarishlarini bir-

biriga qo'shish yo'li bilan hisoblab topiladi, berilgan proses elementar uchastkalarga shundai bo'lib chiqiladiki, bu uchastkalardan har birida temperatura T o'zgarmas deb hisoblanishi mumkin bo'ladi:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\Delta Q}{T} \quad (69)$$

bu erda S_2 va S_1 –sistemaning ohirgi va boshlangich holatlaridagi entropiya, ΔQ – prosesning elementar uchastkasida sistemaga beriladigan yoki sistemadan olinadigan issiqlik miqdori.

Keltirilgan issiqlik va entropiyaning o'lchov birliklari j/grad (SI sistemada) yoki kal/grad.

Klassik termodinamikada berk yoki izoljasiyalangan sistemalarda, yani atrofda muhit bilan energiya ham, modda ham almashinmaydigan sistemalarda boruvchi proseslar kurib chiqiladi. Bunday sistemaning to'la energiyasi o'zgarmay qoladi. Bunda sistemaning holati, muvozanatli va muvozanatsiz holati, shuningdek qaytar va qaytmas proseslari tafovut qilinadi. Berk sistema istalgancha uzoq vaqt tura oladigan holati muvozanatli holat deb ataladi. Muvozanatsiz holatda sistema uzoq vaqt tura olmaidi va o'z-o'zidan muvozanat holatga o'tadi. To'g'ri yo'nalishda ham, teskari yo'nalishda ham o'z-o'zidan bora oladigan proses qaytar proses deyiladi. Berk sistemada hech qanday isrofgarchiliklar bo'lmaydigan faqat ideal prosessgina qaytar bo'lishi mumkin. Bunday proses vaqtida entropiya o'zgarmaydi: $S = const; \Delta S = 0$

Faqat bir yo'nalishda o'z-o'zidan bora olidigan proses qaytmas proses deb ataladi. Energiyaning bir turdan ikkinchi turga aylanishi bilan bogliq bo'lgan barcha real proseslar qaytmas proseslardir. Bunda sistemaning entropiyasi ortadi: $\Delta S > 0$

Termrdinamikaning ikkinchi qonunida huddi ana shu hodisa aks ettirilgan; termordinamikaning ikkinchi qonuni quyidagicha tariflanadi: **berk sistemada energiyaning bir turdan ikkinchi turga aylanishi bilan boglangan barcha real proseslar sistemasining umumiy entropiyasi ortadigan tarzda boradi.** $\Delta S_{umumiy} = \Delta S_{maks}$

Bunda berk sistemaning muvozanat holatiga mumkin bo'lgan eng katta entropiya to'g'ri keladi:

Ayni vaqtda sistemaning barcha energiyasi sistemaning barcha jismlari orasida bir tekis tarqaladigan issiqlikka aylanadi. Shunday qilib, termodinamik sistemaning ichki energiyasi U ning hammasidan ham real sharoitda ishga aylantirish uchun foydalanavermaydi, uning entropiya o'zgarishi $T\Delta S$ bilan boglangan bir qismi bunda yuqotiladi. Ichki energiyaning ishga aylantirilishi mumkin bo'lgan qismi sistemaning erkin energiyasi deb ataladi va F bilan belgilanadi, erkin energiyaning quyidagi nisbatdan topish mumkin:

$$F = U - T\Delta S \quad (70)$$

Molekulyar–kinetik nuqtai nazardan olganda, termodinamik sistema (masalan, ideal gaz) goyat ko'p miqdordagi ayrim molekulalar associacijasidan iborat bo'lib, bu

assosiasiyani makroparametrlari (temperaturasi, bosimi va hokazolari) ayrim molekullarning miqrohohatiga (molekullarning kinetik energiyasi, ularning sistema ishgol etgan hajmda taksimlanishi va shu kabilarga) bogliq bo'ladi. Bunda sistemaning aini mikroparametrlarining o'zi ayrim molekullarning har hil miqrohohatlarida taminlanishi mumkin. Sistemaning ayni mikroparametrlarida bo'lishi mumkin bo'lgan bunday miqrohohatlari soni sistema ayni holatining **termodinamik ehtimolligi** deb ataladi va ehtimollik nazariyasi yordamida aniqlanadi.

L.Bolsman entropiya S bilan sistema holatining termodinamika ehtimolligini ω orasidagi munosabatni aniqladi va uni quyidagi formula bilan ifodaladi: $S = k \ln \omega$, bu erda k –Bolcman konstantasi. Bu nuqtai nazardan olganda, entropiyani sistema holatining termodinamik o'lchovi deb qarasa bo'ladi (entropiyaning statik mohtiyati), termodinamikaning ikkinchi qonunini esa bunday tariflash mumkin: berk termodinamik sistemadla barcha tabiiy proseslar sistema ehtimolligi kamroq holatdan ehtimolligi ko'proq holatga o'tadigan tarzda boradi.

2. Ochiq sistemalar termodinamikasi elementlari. Hozirgi zamon termodinamikasida berk va ochiq sistemalar ham tekshiriladi. Atrofdagi muhit bilan energiya (masalan, issiqlik almashinishi iuli bilan energiya), masalan, issiqlik almashinishi yo'li bilan almashinadigan sistema berk sistema deb ataladi. Atrofdagi muhit bilan energiyagina emas, balki modda ham almashinadigan sistema ochiq sistema deyiladi. Berk va ochiq sistemalarda beradigan termodinamik proseslar vaqt birligi ichida entropiyaning ortishi yoki entropiya tezligining o'zgarishi bilan harakterlanadi: $\frac{\Delta S}{\Delta t}$

Bunda sistemaning barqaror holati sifatida stasional holat, yani vaqt o'tishi bilan energiyaning kirishi va chiqishi o'zgartirilmay turadigan holat (berk sistemalar uchun) yoki energiya hamda moddaning kirishi va chiqishi o'zgartirilmay saqlab turadi.

Berk sistemada stasionar holat sistemada yuz beradigan qaytmas proseslar hisobiga entropiyaning ortishi issiqlikning atrofdagi muhitga berilishi bilan to'la muvozanatlashadigan sharoitga to'g'ri keladi. Natijada entropiya biror o'zgarmas darajada saqlab turiladi: $S = \text{const}$. Entropiyaning o'zgarish tezligi nolga teng bo'ladi:

$$\frac{\Delta S}{\Delta t} = 0 \quad (71)$$

Energiyaning ochiq termodinamik sistemada ro'y beradigan aylanish proseslari atrofdagi muhitda yuz beradigan proseslar bilan birgalikda ko'rib chiqilishi kerak, atrofdagi muhit esa sistema bilan ham energiya, ham modda almashinuvi yo'li bilan boglangan, shu sababli ochiq sistema uchun entropiyaning o'zgarish tezligini ko'rib chiqar ekanmiz,

entropiyaning sistemaning o'zida voqe bo'ladigan proseslar hisobiga o'zgarishi $\frac{\Delta S_i}{\Delta t}$ ni

ham, atrofdagi muhit bilan almashinuv proseslari hisobiga o'zgarishi $\frac{\Delta S_e}{\Delta t}$ ni ham hisobga

olish kerak, yani $\frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{\Delta S_i}{\Delta t} + \frac{\Delta S_e}{\Delta t} = 0$ (Prigojin formulasi) ni nazarda tutish kerak.

Ochiq termodinamik sistemada stasionar holat bulishining sharti entropiya darajasining o'zgarmas bo'lishidir(), bunga esa entropiya o'zgarishining nolga teng tezligi:

$$\frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{\Delta S_i}{\Delta t} + \frac{\Delta S_e}{\Delta t} = 0 \quad (72)$$

to'g'ri keladi.

Sistemaning o`zida qaytmas proseslar yuz berishi natijasida bu sistemaning entropiyasi vaqt o`tishi bilan ortadi: $\frac{\Delta Si}{\Delta t} > 0$. U holda stasional holatni taminlash uchun

sistema tashqi muhit bilan energiya va modda almashinishi kerak, bu almashinish shunday miqdorda va tezlikda bo`lishi kerakki, ular sistema musbat entropiyasining shunday tezlik bilan kamayishini yoki manfiy entropiyasining shunday tezlik bilan ortishini taminlaيدigan bo`lsin:

$$\frac{\Delta Se}{\Delta t} = - \frac{\Delta Si}{\Delta t} \quad (73)$$

Bunda manfiy entropiya (neentropiya) deganda, entropiyaning tarqalgan energiyaning tartibli energiyaga qayta aylanishini harakterlaيدigan ana shunday miqdori tushuniladi. Negentropiya, masalan, ancha oddiy–kichik molekulyar moddalardan yuqori molekulyar birikmalar sintezida ortadi.

Stasionar holatda turgan ochiq termodinamik sistemada autostabillanishi hossasi, yani sistema parametrlarining tashqi tasirlar natijasida ozroq o`zgarishida ana shu holatda mustaqil ravishda qaytish hossasi bo`ladi. Bu hol sistemada biror tashqi tasir ostida qanday proseslar yuzaga kelishini oldindan bilishga imkon beradi.

Masalan, moddalarning parchalanish yoki sintezlanish uzluksiz proseslari boradigan fizik–himyaviy sistemalar ochiq termodinamik sistemalar jumlasiga kiradi. Tirik organizmlarham ochiq sistemalar termodinamikasi qonunlariga bo`ysunadi, biroq bu holda ularga nisbatan sifat jihatidan ancha yuqori biologik qonuniyatlar tatbiq etiladi. Organizm ochiq termodinamik sistema sifatida olib tekshirilganda asosiy almashinish holati stasionar holat deb qaraladi. Bunda organizmda entropiya darajasi negentropiyasi anchagina bo`lgan yuqori molekulyar ovqat moddalari istemol qilish, oranizmdan entropiyasi musbat bo`lgan destruktiv mahsulotlar chiqarib yuborish, shuningdek atrofdagi muhitga bevosita issiqlik berish yo`li bilan o`zgarmas qilib saqlab turiladi.

ELEKTROSTATIKANING ASOSIY QONUNI–QULON QONUNI

Reja:

1. Elektrostatiikaning asosiy qonuni–qulon qonuni
2. Elektr maydonda zaryadni ko`chirishda bajarilgan ish.
3. Zaryadlarning potensial energiyasi.
4. Elektr maydonning potentsiali va potentsiallar ayirmasi.
5. O`zaro elektr sigim. Kondensatorlar.

1. Elektrostatiikaning asosiy qonuni–qulon qonuni. Tinch holatda turgan zarjadlangan jismlarning o`zaro tasiri va hususiyatlari elektrostikada o`rganiladi.

Elektrostatika tinch holatdagi elektr zarjadlarining tasiri va hususiyatlarini o`rganuvchi bir bo`limidir.

Elektrostatikada ko`pincha nuqtaviy zaryad tushunchasidan foydlaniladi.

Nuqtaviy zaryad deb, tekshirilayotgan masofaga nisbatan o`lchamlari juda kichik bo`lgan zaryadli jismlarga aytiladi.

1785 yo`lda francuz fizigi SHarl Kulon (1736–1806) buralma tarozi yordamida eksperimentar aniqlagan elektr zaryadlarining o`zaro tasir qonuni quyidagicha tariflanadi:

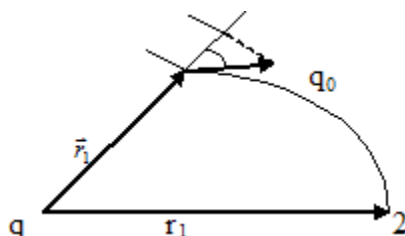
Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadlarining o`zaro tasir kuchi zaryadlar ko`paytmasiga to`gri proporsional, ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (74)$$

bunda q_1 va q_2 –nuqtaviy zaryadlar, r –nuqtaviy zaryadlar orasidagi masofa, k_1 – proporsionallik koeffisienti bo`lib, birliklar sistemasiga va muhitning dielektrik hususiyatiga bogliq.

2. Elektr maydonda zaryadni ko`chirishda bajarilgan ish. Har qanday elektr maydonga q_0 zaryad kiritilsa, elektr kuchi tasirida zaryad siljib ish bajariladi. Misol tariqasida nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydondagi q_0 nuqtaviy zaryad 1 nuqtadan 2 nuqtaga ixtiyoriy shakldagi yo`l bo`ylab siljigandagi bajarilgan ishni qarab chiqaylik. 1 va 2 nuqtalar orasidagi yo`lni kichik Δl elementar bo`lakchalarga ajratamiz. Bu elementar masofada bajarilgan ish quyidagiga teng:

$$\Delta A = F \Delta l \cos \alpha \quad (75)$$



9–rasm.

bunda F –maydonga kiritilgan q_0 zaryadga tasir qiluvchi kuch bo`lib, u quyidagiga teng edi:

$$F = q E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{\epsilon r^2} \quad (76)$$

Δl elementar masofaning F kuch yo`nalishiga proeksiyasi Δr bo`lib, u $\Delta r = \Delta l \cos \alpha$ ga teng. Natijada ifodani quyidagi ko`rinishda yozish mumkin:

$$\Delta A = q E \Delta r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{\epsilon r^2} \Delta r \quad (77)$$

Bundan q_0 zaryadni elektr maydonidagi 1 nuqtadan 2 nuqtaga ko`chirishdagi bajarilgan A_{12} ish esa elementar bajarilgan ΔA ishlarining yigindisiga teng bo`lib, u oliy matematika yordamida chiqariladi. Shuning uchun biz A_{12} –ishni ifodalovchi formulani keltirib chiqarmasdan tayyor holda yozamiz:

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{\epsilon r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{\epsilon r_2} \quad (78)$$

Bu ifodadan ko`rinadiki, elektr maydonda zaryadni ko`chirishda bajarilgan ish yo`lining shakliga bogliq bo`lmasdan zaryadning boshlangich va ohirgi holatiga bogliqdir.

Kuchining bajargan ishi yo`lining shakliga bogliq bo`lmagan maydonga potensial maydon deyiladi.

Binobarin, elektr zaryadlari hosil qilgan elektr maydon potensial maydondir.

3. Zaryadlarning potensial energiyasi. Potensial maydonda bajarilgan ish maydon potensial energiyasining o`zgarishiga teng. Shuning uchun ham, elektr maydonda q_0 zaryadni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko`chirish uchun bajarilgan ish shu nuqtalardagi zaryadlar

potensial energiyalarining farqiga teng bo`ladi, yani

$$A_{12} = -\Delta W_n = (W_{n1} - W_{n2}) \quad (79)$$

Bu ifodani () bilan taqqoslash natijasida q zaryad hosil qilgan maydonning 1 va 2 nuqtalariga joylashgan q_0 zaryadning potensial energiyalari mos ravishda quyidagiga teng bo'ladi:

$$W_{n1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_0}{\epsilon r}; W_{n2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q q_0}{\epsilon r_2} \quad (80)$$

Bundan maydonning ixtiyoriy nuqtasiga joylashgan q_0 zaryadning potensial energiyasi umumiy ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$W_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q q_0}{\epsilon r} \quad (81)$$

Elektr maydonidagi q_0 zaryadning potensial energiyasi maydonni hosil qilgan zaryadga ham bogliq bo'lgani uchun, uni zaryadlarning o'zaro potensial energiyasi deb ham yuritiladi.

Ikki nuqtaviy zaryadning o'zaro potensial energiyasi zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri, ular orasidagi masofaga esa teskari proporsional.

4. Elektr maydonning potentsiali va potentsiallar ayirmasi. Elektr maydonning biror nuqtasiga joylashgan har hil sinov zaryadlarining sinov zaryadga bo'lgan nisbati maydon ayni nuqtasi uchun o'zgarmas fizik kattalikdan iborat bo'ladi. Bu fizik kattalikka potensial deyilib, u φ harfi bilan belgilanadi:

$$\varphi = \frac{W_n}{q_0} \quad (82)$$

Bunga asosan elektr maydon potentsialini quyidagicha tariflash mumkin:

Elektr maydonning biror nuqtasidagi potensial deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinov zaryadiga mos kelgan potensial energiyasi teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

(82) ifoda asosida nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydonning biror nuqtasidagi potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r} \quad (83)$$

Iuqoridagi ifodaga binoan $W_n = q_0 \varphi$ ekanini hisobga olsak () formula asosida zaryadni

elektr maydon bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ko'chirishda bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A_{12} = (W_{n1} - W_{n2}) = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (84)$$

Bundan elektr maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q_0} \quad (85)$$

ga asosan potentsiallar ayirmasini quyidagicha tariflash mumkin:

Elektr maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi deb, bir birlik musbat zaryadni maydonning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ko'chirishda bajarilgan ishga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Agar elektr maydonni bitta emas bir necha zaryadlar sistemasi hosil qilgan bo'lsa, natijaviy maydonning biror nuqtasidagi potentsiali zaryadlarning mustaqil hosil qilgan maydonlar potentsiallarining algebraik yigindisiga teng:

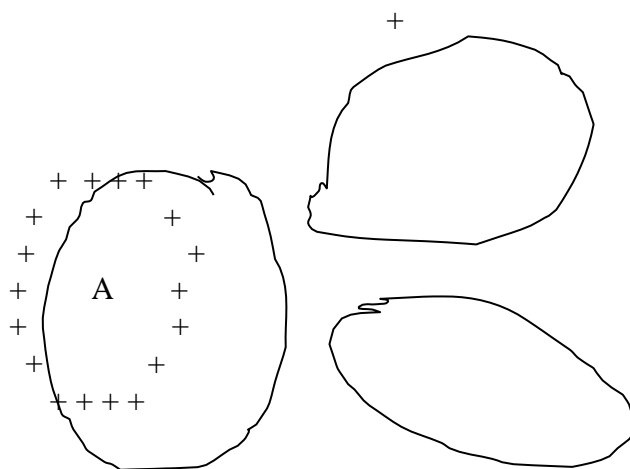
$$= \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = \sum_{i=1}^n \varphi_i \quad (86)$$

Bu muosabat maydonlar superpozitsiyasi prinsipining bevosita natijasidir.

5. O`zaro elektr sigim. Kondensatorlar. Yuqorida ko`rdiki, yakka-langani, yani boshqa o`tkazgichlar tasiridan izolyasiyalangan o`tkazgichning

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (87)$$

elektr sigimi kichik bo'lganda ham uning o'lchamlari juda katta bo'ladi. Masalan, elektr sigimi 1 mkf bo'lgan yakkalangan sharning radiusi 9 km ga teng. Binobarin, o'lchami juda katta bo'lgan bunday yakkalangan o'tkazgichlarni elektr sigim sifatida ishlatib bo'lmasligi, sigimi katta, lekin o'lchamlari kichik bo'lgan elektr sigimlarining yaratilishiga olib keldi. Agar o'tkazgich yakkalanmagan, yani uning yaqinida boshqa o'tkazgichlar mavjud bo'lsa, uning elektr sigimi S yakkalangan holatidagidan katta bo'lar ekan. Bunga sabab, q zaryadli A o'tkazgich atrofida o'tkazgichlarning yaqin sirtlarida q zaryadga teskari orali induksiyalangan zaryadlar hosil bo'lib, u ham o'z o'rnida A o'tkazgichning potensialini kamaytiradi va uning elektr sigimini oshiradi. Amalda esa bir-biridan dielektriklar bilan ajralgan, miqdor jihatdan teng, qarama-qarshi ishorali zaryadlar bilan zaryadlangan ikkita o'tkazgichlar sistemasi o'zaro elektr sigim yordamida zaryadlangan sigimlarni hosil qilinadi.



10-rasm.

Agar zaryadlangan ikkita o'tkazgichlar orasidagi potentsiallar ayirmasi $\varphi_1 - \varphi_2$ va ulardagi zaryadlarning absolyut qiymati q bo'lsa, formulaga asosan ikki o'tkazgichning o'zaro elektr sigimi S quyidagiga teng bo'ladi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad (88)$$

Bu ifodaga binoan o'zaro elektr sigimni quyidagicha tariflash mumkin:

Ikki o'tkazgichning o'zaro elektr sigimi deb, ular orasidagi potentsiallar ayirmasini bir birlikka o'zgartirish uchun bir o'tkazgichdan ikkinchisiga olib o'tilgan zarjadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Ikki o'tkazgichning o'zaro elektr sigimi ularning shakliga, geometrik o'lchamiga, o'zaro joylanishiga va muhitning dielektrik hususiyatiga bogliq. O'tkazgichlarning o'zaro elektr sigimi asosida elektrotehnika va radioteknikada keng qo'llanishga ega bo'lgan kondensatorlar deb ataluvchi qurilmalar yasalgan. Kondensator lotincha "kondensaciya" so'zidan olingan bo'lib, to'plovchi, quyuqlovchi manosini anglatadi.

Kondensator o'ziga berilgan zaryadni to'plovchi va uzoq vaqt saqlovchi qurilmadir. Kondensatorlarga misol qilib, stolbalarda tortilgan ikki parallel simlarni, qo'rgoshin bilan qoplangan telefon kabellarini, o'zaro parallel joylashgan ikki plastinkani va shu kabilarni olish mumkin. Kondensatorlarni hosil qilgan o'tkazgichlarga kondensatorning qoplamalari deyiladi.

Qoplamalarning shakliga qarab kondensatorlar yassi, sferik va silindrik kondensatorlarga ajraladi.

Yassi kondensator deb, qoplamalari bir–biridan dielektrik bilan ajratilgan ikkita parallel plastinkalardan iborat bo`lgan kondensatorga aytiladi.

Yassi kondensatorning elektr sigimi quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \quad (89)$$

bunda S –kondensator plastinkalarining yuzi, d –ular orasidagi masofa, ϵ –plastinkalar orasidagi moddaning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi.

Sferik kondensator deb, qoplamalari bir–biridan dielektrik bilan ajratilgan ikkita konsetrik sferalardan iborat bo`lgan kondensatorga aytiladi.

ELEKTR TOKI HAQIDA TUSHUNCHA

Reja:

- 1.Elektr toki haqida tushuncha.
- 2.Tok kuchi.
- 3.Zanjirning bir qismi uchun om qonuni.
- 4.Yopiq zanjir uchun om qonuni.
- 5.Elektromagnetizm. magnit maydon haqida tushuncha.
- 6.Parallel toklarning o`zaro tasiri.

1.Elektr toki haqida tushuncha. Kundalik zhaiotdan elektr tokini barcha biladi. Elektr toki tramvay, trolleibus, elektropoezdlarni harakatga keltiradi, uy va kuchalarni yoritadi, telefon, telegraf, radioni ishlatiladi va hokazo.

Elektr tokining hosil bo`lishini osongina tushuntirish mumkin. Masalan, elektrometr ga ulangan ikkita sharsimon o`tkazgich miqdor jihatdan teng, qarama–qarshi ishorali zaryadlari bilan zaryadlangan bo`lsin. Agar o`tkazgichlar sim bilan o`zaro ulansa, o`tkazgichlarga ulangan elektrometr ular orasidagi potensiallar farqi nolgacha tushishini ko`rsatadi. Binobarin, ortiqcha elektr zaryadlari (metallardagi erkin elektronlar) sim bo`ylab manfiy ishorali zaryadlangan o`tkazgichdan musbat zaryadlangan o`tkazgichga qarab harakatlanib, elektr tokini hosil qiladi, natijada qarama–qarshi ishorali zaryadlar o`zaro kompensasiyalanadi.

Elektr toki deb, elektr zaryadlarining tartibli harakatiga yoki zaryadlarning ko`chishi ilan bogliq bo`lgan elektr maydonning tarqalishiga aytiladi

Elektr tokini metallarda erkin elektronlarning harakati, elektrolitlarda ionlarning, gazlarda esa ionlar bilan elektronlarning harakati hosil qiladi. Biroq qarma–qarshi ishorali zaryadga ega bo`lgan juda ko`p elektron va atom yadrolaridan tashkil topgan jismlar tartibli harakatlanganda hech vaqt elektr toki hosil bo`lmaydi. Bunga sabab musbat va manfiy zaryadlar o`zaro kompensasiyalanishi natijasida har qanday yuza orqali o`tayotgan to`liq zaryad nolga teng bo`ladi. Shuning uchun ham, elektr tokini umumiy ko`rinishda quyidagicha tariflash mumkin.

Elektr toki deb, kompensasiyalashmagan ortiqcha musbat yoki manfii zaryadlarning tartibli harakatiga aytiladi. O`tkazgichlar ichidagi elektr maydoni sababli hosil bo`lgan elektr tokiga o`tkazuvchanlik toki deb ataladi. Lekin elektr tokini bundai tor manoda tushunish kerak emas. Masalan, zaryadlangan jismlar (yomgir tomchisi, suniy yo`ldosh va shu kabilar) ning fazodagi tartibli harakatidan ham elektr toki hosil bo`ladi. Bunday tok boshqa turdagi toklardan farqli ravishda konveksion tok deb ataladi.

Tokning yo`nalishi uchun shartli ravishda musbat zaryadlarning harakat yo`nalishi qabul qilingandir. Tokning bunday yo`nalishiga tehnik yo`nalish deyiladi. Shuning uchun ham, manfii zaryadlar yoki elektronlar hosil qilgan tokning yo`nalishiga harakat yo`nalishiga qarama–qarshi deb hisoblanadi. O`tkazuvchanlik tokini hosil qilgan erkin elektronlarning

harakatini bevosita kuzatib bo'lmaydi. Lekin o'tkazgichdagi tokning mavjudligini uning tasiri yoki u hosil qilgan hodisalariga qarab quyidagicha aniqlash mumkin:

1. Tok o'tayotganda o'tkazgich qiziydi (isitkich asboblari, chuglanma lampalar, saqlagichlar).

2. Tokning magnit tasiri (tokli o'tkazgich atrofida magnit strelkaning ogishi elektromagnitlar, telegraf–telefon).

3. Elektr toki o'tganda himiyaviy tarkib o'zgarishi (kislota, ishqor va tuzlar eritmasi – elektrolitlarda moddalarning ajralishi).

Vaqt o'tishi bilan miqdori va yo'nalishi o'zgarmaidigan tokka o'zgarimas tok deyiladi.

Zanjirdagi tok o'zgarimas bo'lishi uchun zanjirning ixtiyoriy ikki nuqtasidagi potentsiallar ayirmasi ham o'zgarimas bo'lishi shart.

2. Tok kuchi. Tokning tabiatidan kat'i nazar uni harakterlovchi asosiy kattaliklardan biri tok kuchidir:

Tokning kuchi deb, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzidan vaqt birligi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, yani:

$$I = \frac{q}{t} \quad (90)$$

Bunda I – tokning kuchi, q – elektr zaryadi, t – elektr zaryadi o'tishi uchun ketgan vaqt.

Tok kuchi elektr zaryadi kabi skalyar kattalikdir. SI da tok kuchi amper (A) hisobida o'lchanadi. Tok kuchi ampermetr bilan o'lchanadi. Ampermetr zanjirning ko'ndalang kesimi yuzidan o'tayotgan tokning kuchi yo'gonroq joyidagiga qaraganda katta bo'ladi. Shuning uchun ham, tok kuchidan tashqari tok kuchining zichligi deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi va i ("yot") harfi bilan belgilanadi.

Tok kuchining zichligi deb, o'tkazgichning bir birlik ko'ndalang kesimi yuzidan o'tgan tokning kuchiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, yani:

$$i = \frac{I}{S} \quad (91)$$

Bundagi tok kuchining o'rniga (92) dagi ifodasi qo'yilsa:

$$i = \frac{q}{St} \quad (92)$$

Bu formulaga asosan tok kuchining zichligini, yana quyidagicha tariflash mumkin:

Tok kuchining zichligi deb, o'tkazgichning bir birlik ko'ndalang kesim yuzidan vaqt birligi ichida o'tgan zaryadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

3. Zanjirning bir qismi uchun om qonuni. O'tkazgich bo'ylab zaryadlarning harakatlanishi uchun o'tkazgich uchlarida potentsiallar ayirmasining bo'lishi, boshqacha qilib aytganda, o'tkazgich ichida maydon bo'lishi shart. O'tkazgich uchlaridagi potentsiallar ayirmasi elektrostatikadan farqli ravishda kuchlanish deyiladi va U (lotincha "u") harfi bilan belgilanadi.

Zaryadlarning o'tkazgich bo'lib ko'chishida o'tkazgichdagi elektr maydon kuchlari ish bajaradi.

O'tkazgich uchlaridagi potentsiallar ayirmasi yoki kuchlanish deb, bir birlik musbat zarjadni utkazgich builab kuchirishda utkazgichdagi elektr maydon kuchining bajargan ishiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, yani:

$$U = \frac{A}{q_0} \quad (93)$$

Demak, berilgan o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish bilan o'tkazgichdagi elektr toki kuchi orasida boglanish mavjud bo'lishi kerak. Elektr toki vositasida bu boglanishni aniqlash

uchun turli tajribalar o`tkazilgan. Qutblaridagi kuchlanishni asta–sekin o`zgartirsa bo`ladigan tok manbaiga o`tkazgich ulansa, undan o`tayotgan elektr tokining kuchi o`tkazgich uchlariga qo`yilgan kuchlanishga to`gri proporsional bular ekan

$$I = CU \quad (94)$$

Bu boglanishni tajriba asosida birinchi bo`lib, 1826 yilda nemis fizigi G.Om (1784–1854) aniqlagan.

Tok kuchining formulasi dagi proporsionallik koeffisienti bo`lib, unga o`tkazgichning qancha katta bo`lsa, berilgan kuchlanishda o`tkazgichdan shuncha katta tok o`tadi.

SI da o`tkazuvchanlik birligi qilib simens (Sm) qabul qilingan.

1 simens (Sm) deb, uchlarida 1 V kuchldanish bo`lganda 1 A tok o`tadigan o`tkazgichning o`tkazuvchanligiga aytiladi.

Odatda, amaliy hisoblashlarda o`tkazuvchanlikning teskari ifodasi bo`lgan kattalikdan foydalaniladi va unga o`tkazgichning qarshiligi deyiladi:

$$R = \frac{1}{G} \quad (95)$$

Turli hil o`tkazgichlar zanjirdan o`tayotgan tokni turlicha cheklaydi yoki tokka turlicha qarshilik ko`rsatadi.

O`tkazgichning zanjiridagi tokni cheklash hossasiga o`tkazgichning qarshiligi deyiladi. O`tkazgichning qarshiligi R orqali tok kuchi I ning kuchlanish U ga bogliqligini quyidagi ko`rinishda yozish mumkin:

$$I = \frac{U}{R} \quad (96)$$

Tok kuchining kuchlanish va qarshilikka bunday ko`rinishdagi bogliqligiga zanjirning bir qismi uchun Om qonuni deyiladi. Bu qonun elektr hodisalari to`grisidagi talimotning asosiy qonunlaridan biri bo`lib, u quyidagicha tariflanadi:

Zanjirning bir qismidan o`tayotgan tokning kuchi o`tkazgich uchlaridagi kuchlanishga to`gri proporsional va o`tkazgichning qarshiligiga teskari proporsionaldir.

SI da o`tkazgichning qarshiligi Om (Om) hisobida o`lchanadi. Om deb, uchlaridagi kuchlanish 1 V bo`lganda 1 A tok o`tkazadigan o`tkazgichning qarshiligiga aytiladi.

O`tkazgichning qarshiligi uning ulchamlariga va ichki tuzilishiga bogliq bo`lgan kattalikdir. Agar o`tkazgich silindrsimon shaklda bo`lsa, uning qarshiligi R, uzunligi l ga to`gri va ko`ndalang kesim yuzi S ga teskari proporsional bo`ladi:

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (97)$$

bunda ρ –o`tkazgichning solishtirma qarshiligi bo`lib, u o`tkazgich materialining ichki hususiyatlariga va tashqi sharoitga bogliq, SI da solishtirma qarshilik OM, m hisobida o`lchanadi.

4.Yopiq zanjir uchun om qonuni. Tok manbaiga biror R qarshilikli rezistor ulab yopiq zanjir hosil qilinadi. Tok manbaining EYUK ξ va ichki qarshiligi r bo`lsin.

Generatorlarda r ichki qarshilik deb chulgamlar qarshiligi, galvanik elementda esa elektrolit eritmasi va elektronlarning qarshiligi tushuniladi.

Yopiq zanjir uchun Om qonuni zanjirdagi tokning kuchi I ni EYUK ξ va zanjirning to`la qarshiligi (R+r) ni bir–biriga boglaydi. Yopiq elektr zanjirning qismlariga Om qonuni tatbiq qilinsa, zanjirning tashqi va ichki qismlaridagi kuchlanishlarning yigindisi manbaning elektr yurituvchi kuchiga teng bo`ladi, yani:

$$\xi = IR + Ir \quad (98)$$

Bunda

$$I = \frac{\xi}{R + r} \quad (99)$$

Bu tenglik yopiq zanjir uchun Om qonunining matematik ifodasi bo`lib, u quyidagicha tariflanadi.

Yopiq zanjirdan o`tayotgan tokning kuchi manbaning elektr yurituvchi kuchiga to`gri proporsional va zanjirning to`la qarshiligiga teskari proporsionaldir.

5. Elektromagnetizm. magnit maydon haqida tushuncha. 1820 yilda Daniya fizigi Gans Hristian Ersted (1777–1851) tajriba asosida magnit strelkasining ustiga parallel joylashtirilgan o`tkazgichdan tok o`tganda magnit strelkasining dastlabki vaziyatdan ogishi va o`tkazgichga perpendikulyar joylashganligi aniqlandi. Agar o`tkazgichdan tokning o`tishi to`htatilsa, magnit strelkasi yana dastlabki vaziyatga qaytadi.

Ersted tajribasi olimlarni elektr toki o`tib turgan o`tkazgich atrofida magnit maydon hosil bo`ladi degan hulosaga olib keldi. Huddi shu maydon magnit strelkasiga tasir etib uni ogdiradi.

Shunday qilib, qo`zgalmas elektr zaryadlari atrofidagi fazoda elektr maydon, harakatlanuvchi zaryadlar, yani elektr toki atrofida, faqat, magnit maydoni hosil bo`lar ekan.

O`tkazgich atrofida faqat undan tok o`tgan paytdagina magnit maydonning hosil bo`lishi magnit maydonning manbai tokdan iborat ekanligini tasdiqlaydi.

Shunday qilib, Ersted kashfioti fizika fanining rivojlanishida katta turtkilardan biri bo`lib, u elektromagnetizm sohasidagi muhim kashfiotlarni ochilishiga sabab bo`ldi.

6. Parallel toklarning o`zaro tasiri. Parallel toklarning uzaro tasirini birinchi marta 1820 yili fransuz olimi Andre Amper (1775–1836) tajriba asosida aniqlagan. Agar ikki parallel uzun o`tkazgijalardan o`tuvchi toklarning yo`nalishlari bir hil bo`lsa, bu tokli o`tkazgichlar o`zaro tortiladi. Aksincha, o`tkazgichdagi toklarning yo`nalishlari qarama-qarshi bo`lsa, bu tokli o`tkazgichlar o`zaro itarishishadi. Toklarning o`zaro tasiriga sabab, toklarning har biri o`z atrofidagi fazoda magnit maydon hosil qiladi va bu maydon ikkinchi tokli o`tkazgichga tasir ko`rsatadi.

Parallel toklarning o`zaro tasir kuchi (F) o`tkazgichlardan o`tayotgan toklarning (I1,I) kuchlariga, o`tkazgichning (l) uzunligiga to`gri proporsional va ular orasidagi masofa (r0) ga teskari proporsional, yani:

$$F = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} \frac{2I_1 \cdot I_2 \cdot l}{r_0} \quad (100)$$

O`ZGARUVCHAN TOKNI HOSIL QILISH

Reja:

1. O`zgaruvchan tokni.
2. Induktiv qarshilikli o`zgaruvchan tok zanjiri.
3. Sigim qarshilikni o`zgaruvchan tok zanjiri.
4. O`zgaruvchan tok zanjirining to`la qarshiligi. kuchlanish rezonansi.

1. O`zgaruvchan tokni. To`gri burchakli ramka ko`rinishidagi o`ramni bir jinsli ($B = const$) magnit maydonga joylashtirib, uni OO1 o`q atrofida aylantirilsa, uning S yuzini kesib o`tuvchi magnitinduksiya oqimi ham, yo`nalishi ham miqdor jihatdan davriy ravishda o`zgara boradi. Magnit induksiya oqimining bu o`zgarishi natijasida konturda elektr yurituvchi kuch induksiyalanadi va bundan elektr toki hosil bo`ladi. Bu tok ham vaqt o`tishi bilan kattalik jihatdan ham, yo`nalish jihatdan ham o`zgarib turadi. **Bunday tokka o`zgaruvchan tok deyiladi.**

Agar o`ram OO1 o`q atrofida soat srelkasi bo`yicha o`zgarmas ω burchakli tezlik bilan aylantirilganda ramkaning o`qqa parallel miqdor jihatdan teng va qarama qarshi yo`nalishda induksiyalangan elektr yurituvchi kuchlarning oniy qiymatlarini quyidagi formuladan hisoblash mumkin.

$$\xi_1 = Bv l \sin\alpha$$

U vaqtda butun ramkada hosil bo`lgan induksion EYUK quyidagiga teng bo`ladi:

$$\xi = 2\xi_1 = 2Bv l \sin\alpha \quad (101)$$

Agar ramkaning qolgan ikki tomoni D diametrli aylana bo`ylab $v = \omega \frac{D}{2}$ chiziqli tezlikda harakatlanayotganda, o`ramning buralish burchagi quyidagi formula bo`yicha ifodalanadi:

$$\alpha = \omega t = \frac{2\pi}{T} t \quad (102)$$

Bunda T —o`ramni bir marta to`la aylanashiga ketgan vaqt, α esa B va v vektorlar orasidagi burchak. Burchak α ning ifodasini (101) dan (102) ga qo`yilsa, o`ramda hosil bo`lgan umumiy induksion EYUK quyidagicha ifodalanadi:

$$\xi = \omega DBl \sin\alpha \quad \text{yoki} \quad \xi = \omega DBl \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (103)$$

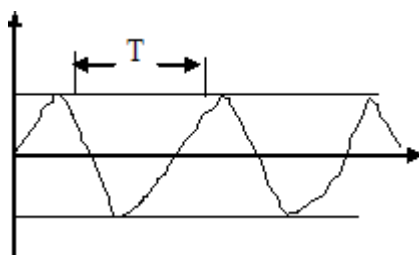
Bu erda $\omega, D,$ va l lar o`zgarmas bo`lganligi uchun ularning ko`paytmasini bitta harf ξ_m bilan belgilash mumkin, yani

$$\xi_m = \omega DBl \quad (104)$$

U holda

$$\xi = \xi_m \sin\omega t \quad \text{yoki} \quad \xi = \xi_m \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (105)$$

Malumki, sinusning maksimal qiymati birga teng bo`ladi. Demak, (105) formuladagi ξ_m ramka aylangandi unda induksiyalangan EYUK ning maksimal qiymatini belgilaydi. Shuning uchun ham ξ_m ga EYUKning amplitudasi deyiladi.



11-rasm.

Ramkada hosil bo`lgan induksion EYUK ning sinusoidal o`zgarishi tasvirlangan. O`zgaruvchan tokning EYUKni ifodolovchi va formulalardagi ciklik (doiraviy) chastotasi ω va davri T ramkaning burchakli tezligi va aylanish davriga mos keladi.

O`zgaruvchan tokning chastotasi deb, vaqt birligi ichidagi davriy o`zgarishlar soniga teng bo`lgan fizik kattalikka aytilib, u davrning teskari ifodasiga teng, yani $\nu = \frac{1}{T}$ bo`lganligi uchun (105) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$\xi = \xi_m \sin 2\pi\nu t \quad (106)$$

O'zgaruvchan tokning standart texnik chastotasi 50 Gc. Bu EYUK tokning zanjirda o'z yo'nalishini sekundiga 100 marta o'zgartirishini bildiradi. Bunday tokka past chastotali tok deyiladi.

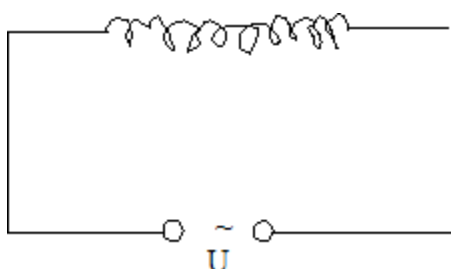
2. Induktiv qarshilikli o'zgaruvchan tok zanjiri. Faraz qilaylik, faqat L induktiv galtak ulangan o'zgaruvchan tok zanjiri berilgan bo'lib, u ham kuchlanishi qonuniyat bilan o'zgaruvchi tok manbaiga ulangan bo'lsin:

$$U_L = U_m \sin \omega t \quad (107)$$

Zanjirning bir qismi uchun OM qonuni $R=0$ hol uchun yozilsa, quyidagi hosil bo'ladi:

$$-U_L = U = \xi_{o'z} \quad (108)$$

bunda $\xi_{o'z}$ - o'zinduksion EYUK bo'lib, u $\xi_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}$ bo'lganligidan:



12-rasm.

$$U_L = U_m L \frac{d \sin \omega t}{dt} = L \frac{dI}{dt} \quad (109)$$

bo'ladi. Ohirgi ifodadan tok kuchi I ning vaqtga qarab o'zgarishi quyidagicha yoziladi:

$$I_m = \int \frac{U_m}{L} \sin \omega t \cdot dt = -\frac{U_m}{\omega L} \cos \omega t = I_m L \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (110)$$

bunda $I_m L$ tok kuchining amplitudasi quyidagiga teng:

$$I_m = \frac{U_m L}{\omega L} \quad (111)$$

(107) va (110) dan ko'rinadiki, induktivli o'zgaruvchan tok zanjiridagi tok kuchining fazasi kuchlanishdan $\frac{\pi}{2}$ ga orqada qolar ekan. Bu zanjirdagi U_L kuchlanish va I_L tok kuchining

vaqtga boglanish grafigi va vektor diagrammasi tasvirlangan.

(111) ni o'zgarimas tok zanjirining bir qismi uchun yozilgan Om qonuninig matematik ifodasi bilan taqqoslab quyidagini yozamiz:

$$I_m L = \frac{U_m L}{\omega L} = \frac{U_m L}{X_L} \quad (112)$$

bunda X_L kattalikka induktiv qarshilik deyiladi va quyidagiga teng:

$$X_L = \omega L \quad (111)$$

Shunday qilib, zanjirdan o`zgaruvchan tok o`tganda hosil bo`lgan o`zinduksion EYUK zanjirdagi tok kuchining kamaytirishi sababli, induktiv qarshilik yuzaga keladi.

Agar o`zgaruvchan tok zanjiri faqat induktiv qarshilikka ega bo`lsa, zanjirda Joule-Lens issiqligi ajralmaydi, chunki $R=0$. Shuning uchun, zanjirdagi induktivlikning roli magnit maydon energijasini to`plashdan va tok manbaiga qaytarib berishdan iborat bo`ladi. Ideal holda energiya yo`qolmaydi.

3.Sigim qarshilikni o`zgaruvchan tok zanjiri. Elektr sigimi S ga teng bo`lgan kondensatorli o`zgaruvchan tok zanjiri berilgan bo`lsin. Bunday zanjirda omik va induktiv

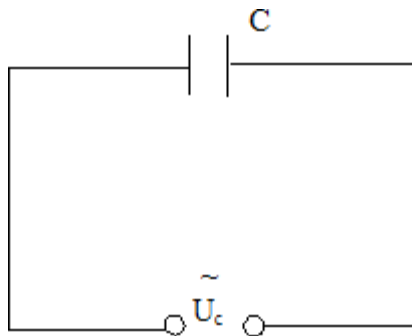
qarshilik nolga teng boʻlib, kondensatorning aktiv qarshiligi cheksiz kattadir. Zanjirning uchlaridagi kuchlanish ham formula bilan aniqlanadi, yani:

$$U_C = U_m C \sin \omega t \quad (112)$$

Bunday zanjiridagi tok kondensator qoplamalaridagi zaryadning oʻzgarish tezligiga teng boʻlganligi uchun

$$I_C = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} (C U_C) = C \frac{dU_C}{dt} \quad (113)$$

ga asosan:



13-rasm.

$$I_C = U_m \omega C \cos \omega t = \frac{U_m \omega C \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})}{2} \quad (114)$$

bunda $I_m C$ – tok kuchining amplituda ifodasi boʻlib, u:

$$I_m C = U_m \omega C = \frac{U_m}{1/\omega C} \quad (115)$$

(112) va (114) dan koʻrinadiki, sigimli oʻzgaruvchan tok zanjiridagi tok faza boʻyicha $\frac{\pi}{2}$ ga oldinga ketadi.

Sigimli oʻzgaruvchan tok zanjiridagi U_c kuchlanish va I_c tok kuchining t vaqtga boglanish va ularning vektor diagrammasi keltirilgan. Buni oʻzgarmas tok zanjirining bir qismi uchun OM qonuni bilan taqqoslansa:

$$I_m C = \frac{U_m C}{1/\omega C} = \frac{U_m C}{X_c} \quad (116)$$

boʻlib, X_c –kattalik sigim qarshilik deyilib, u quyidagiga teng:

$$X_c = \frac{1}{\omega C} \quad (117)$$

Faqat kondensator ulangan oʻzgaruvchan tok zanjirida ham Joul–Lens issiqligi ajralmaydi, chunki aktiv qarshilik nolga teng. Bunday zanjirda sigim elektr maydon energijasini kondensator qoplamalari orasida toʻplash va bu energiyani qaytadan tok manbaiga uzatish vazifasini bajaradi. Shunday qilib, zanjirda davriy ravishda energiya manbaidan zanjirga va zanjirdan manbaga uzatilib turishi yuz beradi. Ideal holda bu prosesda energiya yoʻqolmaydi.

4.Oʻzgaruvchan tok zanjirining toʻla qarshiligi.kuchlanish rezonansi. Umumiy holda oʻzgaruvchan tok zanjiri R aktiv qarshilikli oʻtkazgich, L induktivlik galtak, S sigimli kondensator hamda tok manbaidan tuzilgan boʻlsin. Zanjirga ulangan manbaning

kuchlanishi, ilgarigidek formula bilan ifodalanadi, yani:

$$U = U_m \sin \omega t$$

(118)

Zanjirning ayrim qismlaridagi kuchlanishlarning yigindisi tashqi kuchlanishga teng bo`ladi, yani

$$U = U_R + U_L + U_C \quad (119)$$

Bu holda zanjirdagi tok kuchlanishdan qandaydir φ fazaga orqada qoladi.

$$I = I_m \sin(\omega t - \varphi) \quad (120)$$

Aktiv qarshiliklardagi kuchlanish tok kuchi bilan bir hil fazada o`zgaradi:

$$U_R = U_{mR} \sin(\omega t - \varphi) \quad (121)$$

$$U_{mR} = I_m R \quad (121a)$$

Induktivlikdagi kuchlanish tokdan faza bo`yicha $\frac{\pi}{2}$ ga oldinga ketadi:

$$U_L = U_{mL} \sin(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (122)$$

$$U_{mL} = I_m X_L = I_m \omega L \quad (122a)$$

$$U_{mC} = I_m X_C = I_m / \omega C \quad (122b)$$

Kondensatordagi kuchlanish esa tokdan faza bo`yicha

$$U_C = U_{mC} \sin(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}) \quad (124)$$

$$U_{mC} = I_m X_C = I_m / \omega C \quad (124a)$$

(121)–(124) larni (119) ga qo`yib, trigonometrik almashtirishdan so`ng o`zgaruvchan tok zanjirining to`la qarshiligi Z ning va tokning siljish fazasi φ ning ifodasini topish mumkin. Biroq bu amlni kuchlanishining vektorli diagrammasi yordamida soddaroq va osonroq bajarish mumkin. Toklar uki buiicha tok kuchining amplituda vektori I_m yo`nalgan bo`lib, unga mos ravishda U_m, U_{mR}, U_{mL} , va U_{mC} kuchlanish vektorlari (120) – (124) formularidagi fazalari nazarga olingan holda qo`yilgan.

Pifagor teoremasidan foydalanib, diagrammadan va φ ning qiymatlarini topamiz:

U_m

$$U_m^2 = U_{mR}^2 + (U_{mL} - U_{mC})^2 \quad (125)$$

(121a)–(124a) dan kuchlanish amplitudasi ifodalarini (125) ga quyib va yopiq zanjir uchun $U_m = I_m Z$ dan iborat bo`lgan Om qonuni hisobga olinsa, quyidagi kelib chiqadi:

$I_m Z$

$$I_m^2 Z^2 = I_m^2 R^2 + (I_m \omega L - I_m / \omega C)^2 \quad (126)$$

bunda Z – o`zgaruvchan tok zanjirining to`la qarshiligi, bu qarshilik impedans ham deyiladi. Induktiv va sigim qarshiliklarning ishorasi hisobga olinsa, (126) dan Z qarshilik quyidagiga teng bo`ladi:

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2} = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2} \quad (127)$$

Zanjirning qarshiligi aktiv qarshilik deyiladi, induktiv va sigim qarshiliklar ayirmasi (XL–XC) ga emp reaktiv qarshilik deyiladi. Om qonuniga binoan zanjirdan o`tayotgan tok kuchining amplitudasi I_m quyidagiga teng bo`ladi:

$$I = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}} \quad (128)$$

(128)

Shuningdek, diagrammadan φ ning qiymatini ham topamiz:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{U_{mL}}{-U_{mC}} = \frac{I_m \omega L - I_m / \omega C}{\bar{X}_C} = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} = \frac{X_L - X_C}{R} \quad (129)$$

Agar o'zgaruvchan tok zanjiriga ketma-ket ulangan induktiv va sigim qarshiliklar bir hil, yani $X_L = X_C$ bo'lsa, (128) va (129) dan $Z=R$ va $\varphi = 0$ bo'lib, tok kuchining amplituda qiymati $I_m = U_m / R$ ga teng bo'lgan maksimal qiymatga erishadi.

Bunda induktiv galtak va kondensatorlardagi kuchlanishning amplituda qiymatlari bir hil, yani $U_{mL} = U_{mC}$ bo'lib, fazalari qarama-qarshi bo'ladi. **O'zgaruvchan tok zanjirida tok kuchi amplitudasining maksimal bo'lish hodisasiga kuchlanish rezonansi deyiladi.** Rezonans sharti $U_{mL} = U_{mC}$ dan zanjirga ulangan o'zgaruvchan tok manbaining rezonans siklik chastotasi ω_r quyidagiga teng bo'ladi

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}} : \quad (130)$$

OPTIKA ASOSLARI

Reja:

1. Yoruglikning qaytish qonuni. Ko'zgu.
2. Yoruglikning sinish qonunlari. Sindirish ko'rsatkichi. To'la qaytish.
3. Mikroskop.

Optika fizikaning muhim keismlaridan biri bo'lib, u yoruglik hodisalarini, ularning husiyatlarini, yoruglikning muhim bilan o'zaro tasirini hamda yoruglik boshqa tabiatiga bogliq bo'lgan qonuniyatlarini o'rgatadi. Predmetlardan yorugliq qaytib quzimizga tushgandagina biz ularni ko'ramiz. Bazi jismlar o'zidan yorugliq sochganligi uchun yorugliq manbalaridan iborat bo'lib, ular to'gridan-to'gri ko'rinadi. Yoruglik manbalari deb, molekullari va atomlari ko'rinadigan nurlanish hosil qiladigan barcha jismlarga aytiladi. Yoruglik manbalari ikki gruppaga: tabiiy va suniy manbalarga bo'linadi. Tabiiy yoruglik manbalariga Quyoshni, yulduzlarni va ba'zi nurlanuvchi tirik organizmlar (baliqlar, hasharotlar, ayrim mikroblar) ni misol qilib ko'rsatish mumkin. Tabiiy yoruglik manbalaridan Quyosh nuri o'simlik, hayvon va insonlarning hayot manbaidir.

Yoruglikning suniy manbalari jumlasiga qizdirilgan nur chiqaruvchi jismlar, gaz razyardi, lyuminessiyalanuvchi (energiya yutish hisobiga nurlanuvchi) qattiq va suyuq jismlar kiradi.

Aniq bir turlik uzunlikka ega bo'lgan yoruglikni, masalan, qizil, sariq, yashil, ko'k, binafsha va shu kabi aniq rangli yorugliklarni monohromatik yorugliklar deyiladi.

Turli to'lqin uzunlikdagi nurlardan tashkil topgan yoruglikka murakkab yoruglik deyiladi. Masalan, Quyoshdan kelayotgan yoruglik asosan etti hil rangli monohromatik yorugliklardan tarkib topgan.

1. Yoruglikning qaytish qonuni. Ko'zgu. Ikki muhit chegarasiga yoruglik tushganda umumiy holda AV yoruglik nurining bir VS qismi qaytadi, qolgan VD qismi esa sinib ikkinchi muhitga o'tadi. Bunda tushuvchi AV nur bilan muhit sirtiga tushirilgan perpendikulyar N orasidagi burchak α tushish burchagi deyiladi. Shunga o'hshash qaytgan VS nur bilan N orasidagi burchak γ qaytish burchagi, singan VD nur bilan orasidagi burchak β esa sinish burchagi deyiladi. Bordi-yu, ikkinchi muhitning sirti to'la qaytaruvchi (masalan, ko'zgu) bo'lsa, tushgan yoruglikning hammasi qaytadi. Yoruglikning qaytishi quyidagi qonunga asosan sodir bo'ladi:

Tushuvchi nur, qaytgan nur va ikki muhit chegarasidagi nurning tushish nuqtasidan chiqarilgan perpendikulyar N bir tekislikda yotib, nurning qaytish burchagi γ tushish burchagi α ga teng bo'ladi, yani $\gamma = \alpha$.

Ikki muhit chegarasidagi sirtning hossalari qarang nurlarning qaytish xarakterlari har hil bo`ladi.

Agar ikki muhit chegarasidagi sirtning notekisliklari o`lchamlari yoruglik to`lqinining uzunligidan kichik bo`lsa, bunday sirtga ko`zgusimon sirt deyiladi. Agar ikki muhit chegarasidagi sirtning notekisliklarining o`lchamlari yoruglik to`lqin uzunligidan katta bo`lsa, sirtidan qaytgan parallel nurlar dastasi sochilib ixtiyoriy yo`nalishda tarqalib ketadi. Bunday qaytishga sochilib yoki diffuzion qaytish deyiladi.

Ko`zgusimon sirtlarga silliq oynaning sirti, yahshilab jilolangan metallar sirti, simob sirtlari misol bo`la oladi. Yoruglikni yahshi qaytaruvchi ideal silliq sirtga ko`zgu deiladi.

Agar ko`zgu sirti yassi bo`lsa, unga yassi ko`zgu deyiladi. Parallel nurlar dastasi yassi ko`zgudan qaytgandan keyin yana parallelligicha qolib, o`z tarqalish yo`nalishini o`zgartiradi.

Yoruglikning qaytish qonuniga binoan ko`zguda tasvir qanday hosil bo`lishini qarab chiqaylik. Har qanday nuqtaning tasvirini eng kamida ikkita nur yordamida hosil qilish mumkin. Agar tasvir ko`zgudan qaytgan nurlarning kesishishidan hosil bo`lsa, unga haqiqii tasvir deyilib, nurlarning davomi kesishishidan hosil bo`lgan tasvirga esa mavhum tasir deyiladi.

Faraz qilaylik A nuqta yassi ko`zgu yaqiniga joylashgan bo`lsin. Bu nuqtaning tasvirini yasash uchun AS va AS nurlarni olamiz. Bu nurlar ko`zgu sirtidan qaytib, SS' va S1S' nurlarni hosil qiladi. Ko`zgudan qaytgan bu nurlar davomining kesishidan hosil bo`lgan A' nuqta A nuqtaning mavhum tasviridan iborat bo`ladi.

Chizmadan AVS va A'VS uchburchaklarning o`zaro teng bo`lganligi uchun AV=A'V ekanligi kelib chiqadi. Bundan ko`rinadiki, nuqta yassi ko`zgudan qancha masofada bo`lsa, uning mavhum tasviri ham ko`zguning orqa tomonidan shuncha masofada hosil bo`lib, u ko`zguga nisbatan simmetrik joylashgan bo`ladi. Buyumning yassi ko`zgudagi tasvirini nuqtalar to`plami sifatida yasash mumkin. Buning uchun buyumning har bir nuqtasining ko`zguga simmetrik bo`lgan tasvir nuqtalarini topish kerak.

Buyumning yassi ko`zgudagi tasviri hamma vaqt mavhum, to`gri, buyumga teng va ko`zgu tekisligiga simmetrik bo`ladi.

2.Yoruglikning sinish qonunlari. Sindirish ko`rsatkichi. To`la qaytish. Yoruglikning bir muhitdan ikkinchi muhitga, masalan, suvdan havoga o`tganda sinishini biz tabiatda ko`p uchratamiz. Tiniq suvga botirilgan tayoqchanning qismi go`yo sinib qolgandek ko`rinishi, suv ostida yotgan buyumning haqiqiy o`rnidan siljigan holda ko`rinishi va boshqalarni eslaylik. Bularga yoruglikning muhitdan muhitga o`tishida sinish hodisasi sababchidir. Yoruglikning sinish qonuni quyidagicha tariflanadi:

Tushuvchi va singan nurlar ikki muhit chegarasiga nurning tushish nuqtasi orqali o`tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotib, tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan ikki muhit uchun o`zgarmas kattalikdir, yani

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n \quad (131)$$

bunda n–muhitning nisbiy sindirish ko`rsatkichi yoki ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan sindirish ko`rsatkichi deyiladi.

Endi muhitning absolyut sindirish ko`rsatkichi haqida to`htab o`taylik. Biror muhitning vakuumga nisbatan sindirish ko`rsatkichi uning absolyut sindirish ko`rsatkichi deyiladi.

Muhitlarning ana shu n1 va n2 absolyut sindirish ko`rsatkichilari, yoruglikning tushish α va β sinish burchaklari sinuslari, yoruglikning shu muhtlardagi tezliklari v_1 va v_2 hamda muhitlarning nisbiy sindirish ko`rsatkichlari orasida quyidagi munosabat o`rinli:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n = \frac{v_2}{v_1} \quad (132)$$

Shuni eslatib o'tamizki, normal sharoitda havoning absolyut sindirish ko'rsatkichi vakuumning absolyut sindirish ko'rsatkichiga deyarli teng, yani 1 ga (aniqrog'i 1,000292 ga) teng. Ana shu sababli amaliyotda asosan muhtlarning havoga nisbatan sindirish ko'rsatkichi ishlatiladi. Istalgan muhitning havoga nisbatan sindirish ko'rsatkichi 1 dan katta sonidir, chunki $\alpha > \beta$ bo'lgani uchun.

Yorug'lik sindirish ko'rsatkichi katta bo'lgan muhitdan (masalan shishadan, suvdan) sindirish ko'rsatkichi kichikroq muhitga (masalan, havoga) o'tganda to'la ichki qaytish hodisasi kuzatilishi mumkin. Masalan, yorug'lik havoga nisbatan sindirish ko'rsatkichi n ga teng bo'lgan shishadan havoga o'tayotgan bo'lsin. Bu holda shisha birinchi, havo esa ikkinchi muhit bo'lib hizmat qiladi. U vaqtda sinish qonunini quyidagicha yozish mumkin: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{1}{n}$

Bundan

$$n \cdot \sin\alpha = \sin\beta \quad (133)$$

Bu erda $n > 1$ bo'lganligidan $\beta > \alpha$ yani sinish burchagi tushish burchagidan katta.

Demak, tushish burchagini orttira borgan sari, masalan chegaravii 90^0 qiymatga sinish burchagi β tezroq erishar ekan. Bu sharoitda singan nur ikki muhit chegarasi bo'ylab tarqaladi. Endi tushish burchagini yana orttira borsak, singan nur yo'qolib, tushgan yorug'lik batamom birinchi muhitga qaytganini ko'ramiz, Bu hodisa to'la ichki qaytish deyiladi. Tushish burchagining sinish burchagi 90^0 ga teng bo'lgandagi qiymati α_0 to'la qaytish chegaraviy burchagi deyiladi:

$$\sin\alpha_0 = \frac{1}{n} \quad (134)$$

Ravshanki, chegaraviy burchak turli materiallar uchun turli qiymatlarga ega. Masalan, havoga nisbatan olganda, suv uchun $\alpha_0 = 48^035'$ shisha uchun $\alpha_0 = 41^050'$, olmos uchun $\alpha_0 = 24^040'$.

To'la ichki qaytish hodisasi hozirgi vaqtda tehnika, ainiqsa, tola optikasi sohasida keng qo'llanilmoqda. Buning uchun yorug'likni kam yutuvchi va egiluvchan mahsus moddadan, chunonchi, shishadan kvarc shishasidan yasalgan ingichka silindrsimon tolalar yasaliib uning sirtiga sindirish ko'rsatkichi kichikroq bo'lgan shaffof material qatlami qoplanadi. Ana shunday tola bo'ylab turli qonuniyatlar bilan o'zgaruvchi yorug'lik signallari uzoq joylarga uzatish mumkin. Masalan, bu signallar telefon gaplaridan, televedenie malumotlaridan iborat bo'lishi mumkin va hakoza.

Shaffof materialdan (masalan, kvarcdan) yasalgan prizmadan tushayotgan S nurning yo'lini tekshiraylik. Prizmaning ASD burchagi γ sindirish burchagi deyiladi. Prizmadan tushgan nur undan chiqquncha ikki marta sinadi. Tekshirishlar quyidagi qonuniyat mavjud ekanligini ko'rsatadi.

Nurning ogish burchagi prizmaning δ sindiruvchi burchagiga, prizma materialining n sindirish ko'rsatkichiga va yorug'likning α –tushish burchagiga bogliq.

Mikroskop. Mikroskop yaqin joylashgan juda mayda obektlarni ko'rishga mo'ljallangan. Uning optik sistemasi O_1 obektiv va O_2 okulyardan iborat bo'lib, ularning optik o'qlari bir to'g'ri chiziqda yotadi. Mikroskopning chiziqli kattalashtirishi K buyumning ikkinchi A' B' tasvirining H o'lchamini shu AV buyumning o'lchami h ga bo'lgan nisbati bilan aniqlanib, u quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$K = \frac{H}{h} = \frac{\delta}{F_1} \cdot \frac{D_0}{F_2} \quad (135)$$

bunda δ – mikroskop tubusining uzunligi, D_0 –ko'zning eng yahshi kurish masofasi bo'lib, u $D_0 = 25\text{sm}$ ga tengdir. F_1 va F_2 –obektiv va okulyarning fokus masofalari.

Amalda yoruglikning difraksiyasi sababli mikroskopning kattalashtirishi 2500–3000 dan ortmaydi.

YORUGLIKNING DISPERSIYASI. SPEKTRLAR

Reja:

1. Yoruglikning dispersiyasi.
2. Sepektrlar va ularning turlari.

1. Yoruglikning dispersiyasi. Muhitning sindirish ko`rsatkichining qiymatlari asosan shu muhitning hossalari bilan aniqlanadi: biroq malum darajada uning qiymatlari yorugliq to`lqinining uzunligiga (yoki chastotasiga) ham bogliqdir, chunki turli uzunlikdagi to`lqinlar aini shu muhitda turli tezliklar bilan tarqaladi. Shuning uchun bir muhitning o`zi turli monohromatik nurlarni turlicha sindiradi.

Muhit sindirish ko`rsatkichining yoruglik to`lqin uzunligiga bogliqligi yoruglikning dispersiyasi deyiladi. Kengroq manoda aytganda, yoruglikning dispersiyasi deb yoruglikning snishida, interferensiya yoki difraksiyasi spetkrga ajralishiga aytiladi.

Yoruglik to`lqin uzunligi kamayishi bilan sindirish ko`rsatkichi ortsa, dispersiya normal dispersiya deb, aks holda anomal dispersiya deb yuritiladi. Rangsiz shaffof muhitlar (yani yoruglikni kam yutuvchi muhitlar) normal dispersiya hususiyatiga ega; ular binafsha nurlarni (qisqa to`lqinli) eng kuchli sindiradi. Rangli muhitlarda anomal dispersiya bo`lishi mumkin.

Dispersiya tufayli oq yoruglik nuri sindiruvchi muhitdan o`tganida turli monohromatik nurlarga ajraladi. Ekranga tushgan bu nurlar dispersiya spektri–turli rangli yo`llar (polosalar) to`plamini hosil qiladi.

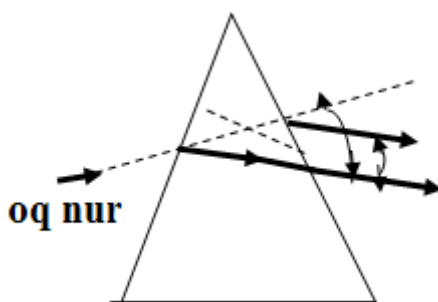
Yoruglik ponasimon shakldagi modda, masalan, prizmada, singanida dispersiya spektri ainiqsa aniq bilinadi. Yoruglikning shisha prizmadagi dispersiyasi ko`rsatilgan. Shisha normal dispersiyaga ega bo`lgani uchun binafsha rangdagi nur uchun ogish burchagi δ_b qizil nurning ogish burchagi δ_q dan katta bo`ladi.

2. Sepektrlar va ularning turlari. Dispersiya spektrining chekka ranglariga mos keluvchi nurlar orasidagi burchak dispersiya burchagi deyiladi: spektrning kengligi bu burchakka bogliq bo`ladi. (136) formula va rasmdan

$$D = \frac{\delta_b - \delta_q}{\theta} = (n_b - n_q) \theta \quad (136)$$

bu erda n_b va n_q prizmaning binafsha va qizil ranglar uchun sindirish ko`rsatkichlari, $n_b - n_q$ ayirma odatda modda dispersiyasining miqdoriy harakteristikasi bo`lib hizmat qiladi.

Umuman esa dispersiya o`lchovi sifatida sinlirish ko`rsatkichi o`zgarish Δn ning yoruglik to`lqini uzunligining mos $\Delta \lambda$ o`zgarishiga nisbati, yani $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$ kattalik olinadi.



14–rasm.

Prizmalar spektrometr va spektrograflarda dispersiya spektrlari hosil qilish uchun ishlatiladi. Spektrlarning tashqi ko`rinishi yoruglik manbaining hossalari bogliq ravishda goyat turlicha bo`lishi mumkin. Uchta asosiy spektr turlari bor: **tutash spektrlar, chiziqli spektrlar va yo`l-yo`l spektrlar.**

Tutash spektrlarda barcha ranglar (to`lqin uzunliklar) bo`ladi, shu bilan birga bir rangdan ikkinchisiga o`tish asta-sekin (uzluksiz) bo`ladi, bundan ko`rinib turibdi.

Chiziqli spektr bir-biridan keng qora oraliqlar bilan ajralgan qator aniq chegaralangan rangli chiziqlardan iboratdir. Har bir chiziqqa bitta aniq yoruglik to`lqini uzunligi mos keladi. Yo`l-yo`l spektr alohida gruppalar bo`lib joylashgan ko`p sonli chiziqlardan tuzilgan. Bu gruppalarning har biridagi chiziqlar bir-biriga shuncha yaqin joylashganki, ajrata olish qobiliyati kichik bo`lgan asbobda kuzatilganda, butun gruppalar alohida polosa bo`lib ko`rinadi. Shunday qilib, har bir yo`lga yoruglik to`lqinlari uzunligining biror intervali to`gri keladi.

Chiziqli spektrlarni bir-biri bilan o`zaro tasirlashmayotgan uygongan alohida atomlar chiqaradi. Bunga boglangan elektronlarning yanada quyi energetik sathlar() ga o`tishi sabab bo`ladi.

Yo`l-yo`l spektrlarni uygongan alohida molekullar chiqaradi. Atomlarda elektronlarning o`tishlaridagi kabi molekullarda atomlarning tebranma harakatlaridan ham nurlanish yuzaga keladi.

Tutash spektrlarni ko`plab o`zaro tasir qiluvchi molekullar va atom ionlarining to`plamlari chiqaradi. Bunda zarralarning yuqori temperatura tufayli bo`ladigan haotik (tebranma va aylanma) harakati asosiy rol o`ynaydi.

Demak, cho`nglangan qattiq va suyuq jismlar va siqilgan gazlarning nurlanish spektrlari tutash spektrlar bo`lishi yuqorida aytilganlardan kelib chiqadi. Siyraklangan gazlar (atomlari va molekullari, masalan, qizdirish yoki elektr razryadi bilan qo`zgatilgan gazlar) uchun chiziqli va yo`l-yo`l spektrlar harakterlidir. Shu bilan birga, ko`p atomli molekullardan tarkib topgan gazlar (kislород, karbonat angidrid gazi, suv bugi va shunga o`hshashlar) yo`l-yo`l spektr, bir atomli gazlar esa (inert gazlar, metall buglari, dissosiasiyalangan ko`p atomli gazlar) chiziqli spektr beradi.

Har bir (siyraklangan gaz yoki bug holatida bo`lgan) himiyaviy elementning butunlay aniq o`ziga harakterli bo`lgan (spektr chiziqlarining soni, ularning rangi va o`zaro joylashishi bo`yicha) nurlanish spektri bo`ladi. Moddalarning himiyaviy tarkibini aniqlashning spektral metodi (spektral analiz) shunga asoslangan.

Agar tutash spektr beruvchi manbadan chiqqan spektr dastlab siyraklangan gaz (yoki bug) orqali o`tkazilgan bo`lsa, bu spektrda shu gazning nurlanish spektri chiziqlariga (yoki yo`llariga) mos keluvchi qora chiziqlar (yoki yo`llar) paydo buladi. Bunday tur spektr yutilish spektri deb ataladi, uning paydo bo`lishiga Kirhgof qonuniga muvofiq, gazlarning spektrda o`zlari qanday chiziqnlarni nurlasa, huddi shu chiziqnlarni yutishi sabab bo`ladi.

Quyosh atmosferasi (fotosfera) ning yutish spektri ana shunday yutilish spektriga misol bo`ladi: Quyoshning tutash nurlanish spektrida qora yutilish chiziqnlari ravshan ko`rinib turadi, bu chiziqnlar Fraungofer chiziqnlari deyiladi.

Spektrlarni o`rganish atomlar va molekullarda bo`layotgan prosesnlarni aniqlash, moddalar strukturasi bilishda juda katta ahamiyatga egadir.

Ultrabinafsha nurlarning himiyaviy tasiri bor. Bundan tashqari, bu nur tasirida ko`p moddalar nurlanadi (lyuminessensiyalanadi). Masalan, tarkibida uran tuzlari bo`lgan shisha huddi shunday hususiyatga ega. Uranli shisha spektrning ultrabinafsha qismini payqash uchun yahshi indikatoridir. Spektrning ultrabinafsha qismi uning ko`rinuvchan qismidan uzunroqdir.

Infraqizil nurlarning anchagina issiqlik tasiri bor. Shuning uchun spektrning infraqizil qismi bor ekanligini spektrning qizil qismiga qo`yilgan oddiy termometr yordamida oson payqash mumkin. Albatta, termometr unchalik sezgir asbob emas, shuning uchun

infraqizil nurlarni payqash uchun bolometr deb ataladigan asboblari ishlatiladi, bolometrning tarkibida temperatura o'zgarishida elektr qarshiliklarini keskin o'zgartiruvchi moddalar bo'ladi. Spektrning infraqizil qismi ko'rinuvchi qismidan anchagina uzunroq.

Hamma spektrlar chiqarish va yutish spektrlariga bo'linadi. Chiqarish spektrlari yorug'lik sochayotgan jismlar tomonidan chiqariladi. **Yutilish spektrlari** esa prizma tushayotgan nurlar yo'lga biror modda joylashtirilganda hosil bo'ladi. Bu modda malum nurlarni o'tkazmaydi (ularni yutadi) va ekranda tutash spektrlab polosada chiziqlar yoki polosalar-yutilish spektri hosil bo'ladi.

Spektrlar ko'rinishiga qarab tutash chiziqli va yo'l-yo'l spektrlarga bo'linadi. Tutash spektr uzluksiz kamalak yo'ldan iborat bo'ladi. Cho'nglangan qattiq va suyuq uzluksiz jismlar (erigan metallar va boshqalar) shunday spektr beradi. Chiziqli spektr malum spektral chiziqlar qora fondagi yigindisidir. Bunday spektrni atomlar holatdagi qo'zgatilgan buglar va gazlar chiqaradi. Yo'l-yo'l spektr bir chekkasi keskin, chegaralangan ikkinchi chekkasi yoyilgan alohida spektral polosalardan iboratdir. Molekulyar holatda bo'lgan qo'zgatilgan buglar va gazlar huddi shunday spektr beradi. (molekulyar spektr).

YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

Reja:

1. Yorug'likning interferensiyasi.
2. Difraksion hodisasi. Gyuygens prinsipi.
3. Difraksion panjara va difraksion spektr.
4. Yorug'likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Yorug'likning turmalinda qutblanishi. Qutblagichlar.

1. Yorug'likning interferensiyasi. Sovun pufaklari yoki suv sirtiga to'qilgan moy yupka pardasining kamalak rangli toblanishidan iborat bo'lgan yorug'likning rangli toblanishidan iborat bo'lgan yorug'likning rangli interferensiyasi manzarasini har birimiz ko'ndalak hayotda qo'rganmiz. Ingliz olimi Tomas Yung (1773–1829) yupqa pardalarning har hil rangli toblanish sababini biri pardaning tashqi sirtidan, ikkinchisi esa ichki sirtidan qaytgan 1 va 2 yorug'lik to'qlinlarining qo'shilishidir, degan genial fikrni maydonga tashladi. **Bitta tushuvchi nurlan hosil bo'lgan 1 va 2 nurlarga o'zaro kogerent nurlar deyiladi.**

Kogerent nurlar deb, bir hil yoki o'zgarmas fazalar farqi bilan tarqalayotgan yorug'lik to'qlinlaridan tashkil topgan nurlarga aytiladi.

Shunday qilib, yorug'lik interferensiyasini quyidagicha tariflash mumkin.

Yorug'likning interferensiyasi deb, o'zaro kogerent nurlarning qo'shilishi natijasida yorug'lik to'qlinlarining fazoning turli nuqtalarida yo kuchayish yo susayish hodisasiga aytiladi.

Interferensciyaning kuchayish va susayish o'zaro kogerent yorug'lik to'qlinining faza yoki iul farqiga bogliqdir. Agar qo'shilayotgan ikki kogerent yorug'lik to'qlinlarining fazalar farqi $\Delta\varphi$ juft π larga yani $2m\pi$ ga yoki yo'l farqi juft yarim to'qlin uzunliklariga $2m\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lganda, to'qlinlar bir hil fazalar bilan ustma-ust tushishi sababli natijalovchi amplituda ikkilangan bo'ladi va interferensciyaning kuchayishi quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$\Delta\varphi = 2\pi \quad \text{yoki} \quad \Delta l = 2m\frac{\lambda}{2}, (m = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (137)$$

Agar qoʻshilayotgan ikki kogerent yorugʻlik toʻlqinlarining fazalar farqi $\Delta\varphi$ tok π larga, yani $(2m+1)\pi$ ga yoki yoʻl farqi Δl tok yarim toʻlqin uzunliklarga $(2m+1)\frac{\lambda}{2}$ ga teng boʻlganda, toʻlqinlar qarma-qarshi fazada qoʻshilishi sababli natijalovchi amplitudasi nolga teng boʻladi va interferensiyaning susayishi kuzatiladi. Shunday qilib, interferensiyaning susayishi quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$\Delta\varphi = (2m+1)\pi \quad \text{yoki} \quad \Delta l = (2m+1)\frac{\lambda}{2}, (m = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (138)$$

Oʻzaro kogerent nurlar tarqatuvchi manbalarga kogerent manbalar deyiladi. Tajribalar shuni koʻrsatdiki, hatto bir-birining aniq nuqtasi boʻlgan ikki yorugʻlik manbai ham oʻzaro kogerent manbalar boʻlaolmas ekan. Fransuz olimi Jan Frenel birinchi marta kogerent nurlarni olish metodini ishlab chiqdi. Bu metodga asosan, bitta yorugʻlik manбайдan chiqayotgan nurlar oʻzaro kogerent nurlardan iborat boʻlar ekan. Shuning uchun kogerent nurlar suniy yoʻl bilan, masalan, bir manbadan chiqayotgan yorugʻlikni ikkiga ajratib, hosil qilinadi. Frenel tavsiya qilgan interferension manzarani hosil qilishning ayrim usullarini qarab chiqamiz.

2. Difraksiya hodisasi. Gyuygens prinsipi. Difraksiya deb, toʻlqinlarning kichik toʻsiq yoki tirqishga tushganda uning geometrik soya tomoniga tarqalish hodisasiga aytiladi.

Difraksiya hodisasini suv sirtida tarqalgan toʻlqinlarda yaqqol kuzatish mumkin. Suvda tarqalayotgan toʻlqin biror toʻsiqqa etib borganda undan qisman qaytib, qolgan qismi esa uning chetidan oʻtib harakatini davom ettiradi. Bunda toʻsiqning oʻlchamiga qarab quyidagi manzara hosil boʻladi.

Agar toʻsiqning oʻlchami l toʻlqinning toʻlqin uzunligi λ dan juda katta, yani $l \gg \lambda$ boʻlsa, toʻsiqning tiniq soyasi hosil boʻladi.

Agar toʻsiqning oʻlchami l toʻlqinning toʻlqin uzunligi λ ga yaqin, yani boʻlsa, toʻlqin toʻsiqning geometrik soya tomoniga tarqaladi. Bunda difraksiya hodisasi sodir boʻladi.

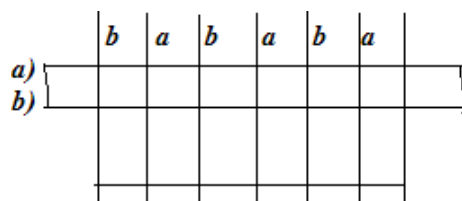
Agar toʻsiqning oʻlchami l toʻlqinining uzunligi λ dan kichik, yani boʻlsa, toʻlqin toʻsiqni butunlay oʻrab oladi va goʻyo hech qanday toʻsiq boʻlmaganday tarqaladi.

Shunday qilib, difraksiya hodisasi kuzatiladigan toʻsiq yoki tirqishga difraksiya toʻsiq yoki difraksiya tirqish deyiladi. Toʻlqinlarning difraksiya hodisasini 1690 yilda Gollandiyalik olim Gyuygens tomonidan tavsiya qilingan prinsip asosida tushuntirish mumkin. Gyuygens prinsipi quyidagicha tariflanadi:

Toʻlqin frontiga uchragan har qanday nuqta old tomonga tarqaluvchi yangi toʻlqin manbai boʻlaoladi.

3. Difraksiya panjara va difraksiya spektr. Difraksiya hodisasini kuzatish uchun qoʻllaniladigan qurollardan biri difraksiya panjaradir. Difraksiya panjara bir hil koʻrinishdagi bir-biridan bir hil uzoqlikda joylashgan juda koʻp oʻzaro parallel tirqishlardan iborat boʻlgan optik asbob. Yahshi difraksiya panjara shisha plastinkaga mahsus mashina yordamida olmos keskich bilan zich joylashgan ingichga chiziq chizib tayyorlanadi. –rasmda bunday difraksiya panjaraning kesimi (a) va uning shartli belgisi (v) tasvirlangan.

Agar tirqishning kengligini a bilan, toʻsiqning kengligini b bilan belgilansa, ularning $d=a+b$ yigindisiga difraksiya panjara doimiysi yoki davri deyiladi.



15–rasm.

Faraz qilaylik, difraksion panjaraga toʻlqin uzunligi λ boʻlgan monohromatik paralell nurlar tushayotgan boʻlsin. Difraksion panjaraning ikki qoʻshni tirqishidan φ burchak ostida ogayotgan 1 va 2 nurlarning hosil qilgan difraksiyasini qarab chiqaylik. Bu ikki nur oʻzaro kogerent boʻlib, chizmadan ularning yoʻl farqi quyidagiga teng:

$$\Delta l = (a + b)\sin\varphi = d \sin\varphi \quad (139)$$

Ikkinchi tomondan kogerent nurlarning kuchayish shartiga binoan

$$\Delta l = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (140)$$

bu erda $m=0,1,2,3,\dots$ bosh difraksion maksimumlar tartibi. (139) va (140) ga asosan quyidagi munosabatni yozamiz:

$$d \sin\varphi = m\lambda \quad (141)$$

Bu formulaga difraksion panjaraning asosiy tenglamasi deyiladi va undagi son bosh maksimumning tartibini koʻrsatadi. Nolinchi (141) tartibli markaziy maksimum faqat bitta boʻlib, birinchi, ikkinchi va hokozodan iborat boʻlgan bosh maksimumlar esa ikkitadan boʻladi. Bosh maksimumlarning urni toʻlqin uzunligi λ ga bogliq. Shu sababli, difraksion panjara oq yoruglik bilan yoritilsa, markazii maksimumdan boshqa hamma maksimumlar spektrga yoyiladi va bu spektrning binafsha rangi difraksion manzaraning markaziga yaqin joylashgan boʻlib, qizil rangi esa markazdan uzoqda joylashgan boʻladi. **Shu sababli difraksiya maksimumlarini difraksion spektrlar m ni esa spektr tartibi deyiladi.** Markaziy maksimum nolinchi tartibli spektr oqligicha qoladi, chunki $m=0$ formulaga asosan boʻlganda barcha toʻlqin uzunliklar uchun difraksiya burchagi $\varphi = 0$ boʻladi. Yuqori tartibli (katta boʻlganda) spektr bir–birining ustiga tushadi. Masalan, qisman ustma–ust tushgan 2 va 3 spektrlardan boshlanganligi tasvirlangan. Unda ustma–ust tushgan spektr vertikal boʻyicha siljitib chizilgan.

Difraksion panjaradan foydalanib, yoruglik toʻlqinlarining uzunligini juda katta aniqlik bilan oʻlchash mumkin. Agar difraksion panjaraning d doimiisi malum boʻlsa, m tartibga mos kelgan difraksiya burchagi φ oʻlchanib, formuladan yoruglikning toʻlqin uzunligi λ quyidagicha aniqlanadi:

$$\lambda = \frac{d \sin\varphi}{m} \quad (142)$$

Yoruglik toʻlqinining uzunligi λ ni aniqlashning difraksion usuli eng sodda, qulay va yahshi natija beruvchi usullardan biridir.

4. Yoruglikning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yoruglik. Yoruglikning turmalinda qutblanishi. Qutblagichlar. Alohida atom nurlagan yoruglik elektromagnit toʻlqin, yani ikkita koʻdalang oʻzaro perpendikulyar toʻlqinlar toʻplamidan iboratdir; bulardan biri elektr (**E** elektr maydoni kuchlanganlik vektorining tebranishidan hosil boʻlgan) toʻlqin va ikkinchisi magnit (**H** magnit maydoni kuchlanganlik vektoring tebranishidan hosil boʻlgan) toʻlqin boʻlib, ular yoruglik nuri deb atalmish r umumii toʻgri chiziq boʻylab yuradi.

Elektr tebranishlari hamma vaqt birgina va faqat birgina tekislikda boʻladigan nur (yoruglik) qutblangan nur (yoruglik, deyiladi; ravshanki, bunda magnit tebranishlari boshqa (perpendikulyar) tekislikda (yoruglikning qutblanish tekisligi deb atalgan tekislikda) boʻladi. Bu tarifdan alohida atomning nurlagan yorugligi qutblangan yoruglik boʻladi (juda boʻlaganda bu atomning butun nurlanish davri davomida qutblangan) debgan hulosa kelib chiqadi.

Tajriba va nazariya shuni koʻrsatadiki, yoruglikning moddaga himiyaviy, fiziologik va boshqa tasirlariga asosan elektr tebranishlari sabab boʻladi. Shuning uchun yoruglik toʻlqini (yoki nurni) tasvirlovchi rasmlarni soddalashtirish uchun, kelgusida biz faqat elektr tebranishlar haqida gapiramiz, bu tebranishlar boʻladigan tekislikni yoruglik tebranishlari tekisligi yoki sodda qilib tebranishlar tekisligi deb ataymiz.

Odatda nur sochayotgan jismning tarkibidagi atomlardan har birining nurlanish intensivligi oʻrtacha olganda birday boʻladi; shuning uchun tabiiy yorugʻlikda E vektorning amplituda (maksimal) qiymatlari barcha tebranish tekisliklarida birday boʻladi. Biroq shunday hollar ham boʻladiki, yorugʻlik nurida E vektorning amplituda qiymatlari turli tebranish tekisliklari uchun birday boʻlmaydi; bunday nur qisman qutblangan nur deb yuritiladi.

Kristall anizotropiyasi tufayli uning zarralarining mumkin boʻlgan siljish kattaligi va demak, qutblangan tokning kuchi kristall panjaraning turli tekisliklarida bir hil boʻlmaydi. Zarralarning ancha katta siljishlariga mos boʻlgan tekislikda oʻtuvchi yorugʻlik toʻlqini kuchli qutblangan tokni vujudga keltiradi va shuning uchun kristallda amalda toʻla yutiladi. Agar yorugʻlik toʻlqini zarralarning kichik siljishlariga mos keluvchi tekislikda oʻtsa, u hosil qilgan qutblash toki kuchsiz boʻladi va kristalldan oʻtganida unchalik yutilmaydi.

Shunday qilib, turli-tuman yoʻnalishlarsha ega boʻlgan tabiiy yorugʻlikning elektr tebranishlaridan kristall orqali faqat qutblash tokining minimumiga mos boʻlgan tekisliklari tebranishlariga (yutilmasdan) oʻtadi; qolgan tebranishlar biror darajada zaiflashadi, chunki kristall orqali faqat ularning shu tekislikka proeksiyalariga oʻtadi. Natijada kristall orqali oʻtgan yorugʻlikda elektr tebranishlar faqat bir aniq tekislikdagina boʻladi, yani yorugʻlik qutblangan boʻlib qoladi.

Agar 1 plastinka orqasida optik oʻqi shu 1 plastinkaning optik oʻkiga perpendikulyar orientirlangan 2 turmalin plastinka joylashtirilgan boʻlsa, u holda ikkinchi plastinka orqali nur oʻtmaydi (chunki uning elektr tebranishlari 2 plastinkaning bosh tekisligi Q ga perpendikulyardir). Agar 1 va 2 plastinkalarning optik oʻqlari 90^0 ga farq qiluvchi biror α burchak tashkil qilsa, u holda yorugʻlik 2 plastinkadan oʻtadi. Biroq 2 plastinka orqali oʻtgan yorugʻlik tebranishlarining E amplitudasi bu plastinkaga tushuvchi yorugʻlik tebranishlarining E amplitudasidan kichik boʻladi:

$$E = E_0 \cdot \cos\alpha \quad (143)$$

Yorugʻlikning intensivligi yorugʻlik tebranishlarining amplitudasi kvadratiga proporsional boʻlgani uchun

$$J = J_0 \cdot \cos^2\alpha \quad (144)$$

bu erda J_0 —plastinka 2 ga tushayotgan yorugʻlikning intensivligi J —plastinka orqali oʻtgan yorugʻlikning intensivligi. **(144) munosabat Malyus qonuni deyiladi.**

Shunday qilib, 2 plastinkaning qutblangan nur atrofida burilishida bu plastinka orqali oʻtgan yorugʻlikning intensivligini oʻzgartiradi; $\alpha = 0$ da intensivlik maksimum boʻladi, yorugʻlikning tu sunishiga mos keladigan minimum esa $\alpha = 90^0$ da boʻladi.

Tabiiy yorugʻlikni qutblovchi 1 plastinka qutblagich (poljarizator), qutblangan yorugʻlikning intensivligini oʻzgartirishga hizmat qiladigan (va shu bilan qutblanishni qaid qiladigan) 2 plastinka analizator deb ataladi. Bu ikki plastinkaning mutlaqo bir hil ekanligi (ularning urinlarini almashtirish mumkin ekanligi) tushunarli; biz aytgan nomlar faqat plastinkalarning vazifasini harakterlaydi.

ISSIQLIK NUR CHIQRISHI VA NUR YUTISHI. ABSOLYUT QORA JISM. KIRHGOF QONUNI

Reja:

1. Issiqlik nur chiqarishi va nur yutishi.
2. Fotoelektrik effekt.
3. Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi.
4. Fotoelementlar va ularning qoʻllanilishi.

1.Issiqlik nur chiqarishi va nur yutishi. Avval bir necha marta qaid qilinganidek, elektromagnit nurlanishi elektr zaryadlarining hususan moddaning atomlari va molekulari tarkibiga kiruvchi zaryadlarning tebranishi sababli bo`ladi. Masalan, molekular va atomlarning tebranma va aylanma harakati infraqizil nurlanishini, atomda elektronlarning muayyan kuchishlari ko`rinadigan va infraqizil nurlanishni, erkin elektronlarning tomozlanishi esa rentgen nurlanishini va hokazolarni vujudga keltiradi. Tabiatda elektromagnit nurlanishning eng keng tarqalgan turi issiqlik nurlanishi yoki nur chiqarishdan iborat bo`lib, umoddaning atomlari va molekularining issiqlik harakati energiyasi hisobiga, yani moddaning ichki energiyasi hisobiga bajariladi va shuning uchun nurlanayotgan jismning sovishiga olib keladi. Nur chikarish, temperaturasi absolyut noldan farq qiladigan istalgan temperaturadagi barcha jismlarga hosdir. Issiqlik nurlanishi tutash spektrga ega bo`lsa-da, ammo unda energiya taqsimoti temperaturaga bogliq: past temperaturalarda issiqlik nurlanishi asosan infraqizil nurlanishdan, yuqori temperaturalarda esa ko`rinadigan va ultrabinafsha nurlanishdan iborat.

Har qanday jism o`zi nurlanishi bilan birga boshqa (atrofdagi) jismlar chiqayotgan nur energiyasining bir qismini yutadi; bu prosessni nur yutish deb ataladi. Nur yutish prosessi muayyan jismning isishiga olib keladi.

Ravshanki, muayyan jism nur chiqarish yo`li bilan energiyasini yuqota borib, aynan shu vaqtda nur yutishi bilan energiya olib ohiri issiqlik yoki nur yutishi bilan energiya olib ohiri issiqlik yoki nur muvozanati holatini olish kerak, bunda nur chiqarish hisobiga energiya yuqolishi, nur yutish hisobiga energiya olinishi kompensasiyalanadi. Shu holatga mos keladigan temperaturani nur muvozanati temperaturasi deb ataladi.

Nur muvozanati o`z holiga qo`yilgan jismlarning odatdagi holatidan iborat. Nur chiqarish va nur yutish prosesslarini miqdoriy jihatdan baholash uchun ushbu karakteristikalar kiritiladi.

Jismning to`la nur chiqarish qobiliyati E -jism sirtining birlik yuzidan 1 sekunda chiqariladigan energiya kattaligidir, uning o`lchovi ($j/m^2 \cdot sek$).

Ichki sirti qoraytirilgan va devorida kichkina teshigi bor berk kovakdan iborat jism amalda absolyut qora jismga ancha yaqin bo`ladi. Teshikka tushgan nur kovakning ichki sirtidan ko`p marta qaytganidan keyin amalda qaytib qisman yutiladi. Absolyut qora jism o`ziga tushuvchi nurni yutishi bilan birga, uzi ham nurlanadi. Past temperaturada kovakning teshigi qoraga o`hshab ko`rinadi. Agar kovak yuqori temperaturagacha qizdirilsa, u vaqtda teshik ravshan nurlanayotganday bo`lib ko`rinadi. Ko`z qorachigi va marten pechidagi kuzatish (qarash) teshigi absolyut qora jismlarga misol oladi.

Endi jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarini o`zaro qanday boglanganligini aniqlaymiz. Temperaturalari turlicha bo`lgan va faqat nur chiqarish va nur yutish yo`li bilangina energiya almasha oladigan ikkita jismdan iborat izolyasiyalangan sistemani tasavvur qilaylik. Bir oz vaqt o`tgandan keyin bunday sistemada issiqlik muvozanati yuz beradi. Jismlarning nur muvozanati temperaturasida nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarini mos ravishda E', E' va A', A' orqali belgilaymiz. Birinchi jismning 1 m^2 sirtidan 1 sek da ikkinchi jismga qaraganda n marta ko`p energiya nurlanadi deb faraz qilaylik, yani

$$E' = nE' \quad (145)$$

Shunday bo`lganda birinchi jism ikkinchi jismga qaraganda n marta ko`p energiya yutishi kerak, yani quyidagi tenglik o`rinli bo`lishi kerak:

$$A' = nA' \quad (146)$$

Aks holda birinchi jism ikkinchi jism hisobiga isiq boshlaydi (yoki soviy boshlaydi) va uning temperaturasi o`zgaradi, bu esa issiqlik muvozanati shartiga ziddir. Keyingi ikki tenglikdan quyidagi kelib chiqadi:

$$\frac{E'}{E'A'} = \frac{A'}{A'} \quad (147)$$

Agar izolyasiyalangan sistema nur chiqarish qobiliyatlari E', E'' , va nur yutish qobiliyatlari A', A'', \dots , bo'lgan jismlardan iborat bo'lsa va bu jismlardan birortasi absolyut qora jism bo'lsa, yuqorida qilingan singari muhokamalar quyidagi hulosaga olib keladi:

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''} = \dots = \frac{E}{A} = \dots = \xi \quad (148)$$

bunda ξ –absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati (uning nur yutish qobiliyati birga teng va shuning uchun ξ da uning mahrajiga bo'luvchi sifatida yozilmagan).

Munosabat Kirhgof qonunini ifodalaydi:

Berilgan temperaturada barcha jismlar uchun nur chiqarish qobiliyatining nur yutish qobiliyatiga nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, huddi shu temperaturada absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga teng.

Bu qonun jismlarning spektral nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari uchun ham to'g'ri bo'ladi:

$$\frac{E'_\lambda}{A'_\lambda} = \frac{E''_\lambda}{A''_\lambda} = \dots = \frac{E_\lambda}{A_\lambda} = \dots = \xi_\lambda \quad (149)$$

Kirhgof qonunidan quyidagi uchta muhim natija kelib chiqadi.

1. Har qanday jismning berilgan biror temperaturada nur chiqarish qobiliyati o'sha temperaturada uning nur yutish qobiliyatining absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga ko'paytmasiga teng:

$$E = A\xi, \quad E_\lambda = A_\lambda\xi_\lambda \quad (150)$$

2. Har qanday jismning nur chiqarish qobiliyati huddi shu temperaturada absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatidan kichik ($E=A\xi$, ammo $A<1$, binobarin, $E<\xi$).

3. Agar jism biror to'lqinni yutmasa, u holda bu jism usha to'lqinlarni chiqarmaydi ($E_\lambda = 0$, shuning uchun $A_\lambda = 0$ bo'lganda $E_\lambda = 0$ ga teng bo'ladi).

Agar jismning nur yutish qobiliyati A va absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati ξ malum bo'lsa, u vaqtda munosabat uning nur chiqarish qobiliyatini aniqlashga imkon beradi; A va ξ ning qiymatlari tajribadan aniqlanadi.

O'tgan asrning ohirida absolyut qora jismning nurlanish spektridagi energiya taqsimotini eksperimental ravishda o'rganilgan edi. Absolyut qora jism sifatida kichkina teshigi bor kovakdan, shuningdek, jilvirlangan platina plastinkasi va ko'mirdan foydalanilgan. $T=1259^0$ K temperaturada absolyut qora jismning nurlanish spektridagi energiya taqsimotining grafigi keltirilgan. Bunda absissa o'qi bo'yicha to'lqin uzunlik λ (mikron hisobida); ordinata o'qi bo'yicha $\frac{\xi_\lambda}{\Delta\lambda}$ nisbat, yani absolyut qora jismning spektral nur chiqarish qobiliyatini ξ_λ ning shu ξ_λ aniqlangan to'lqin uzunliklar intervali $\Delta\lambda$ ga nisbati (shartli birliklarda) qo'yilgan.

Shunday qilib, taqsimot egri chizigi va absissa o'qi bilan chegaralangan yuz, 1259^0 K temperaturada absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati ξ ni, yani uning birlik yuzidan 1 sekda chiqadigan energiya kattaligi $\xi \cdot \Delta\lambda = \xi_\lambda \cdot \Delta\lambda$ ni bildiradi.

Grafikdan berilgan temperaturada absolyut qora jism nurlanishining maksimumi $\lambda_m = 2,4mk$ (infraqizil nurlanish) ga to'g'ri keladi.

To'la nur chiqarish qobiliyati ξ ning temperaturaga bogliqligi Stefan–Bolsman qonunida

tavsiflanadi: absolyut qora jismning to`la nur chiqarish qobiliyati uning absolyut temperaturasining to`rtinchi darajasiga proporsionaldir

$$\xi = \sigma \cdot T^4 \quad (151)$$

bu erda σ –Stefan–Bolsman doimiysi;

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{bm} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{grad}^{-4}$$

To`lqin uzunligi λ_m ning temperaturaga bogliqligi Vin qonuni bilan ifodalanadi: absolyut qora jismning maksimum nurlanishiga to`gri kelgan to`lqin uzunlik uning absolyut temperaturasiga tekskari proporsionaldir

bu erda b –Vin doimiysi:

$$b = 0,28979 \cdot 10^{-2} \text{m} \cdot \text{grad}$$

Bu erda shuni albatta nazarda tutish kerakki, metall absolyut qora jism emas.

2.Fotoelektrik effekt. Yoruglik tasirida moddadan elektronlar ajralib chiqishi fotoeffekt deb ataladi. Fotoeffekt hodisasi G.Genc tomonidan ochilgan. Biroq uning hossalarini har tomonlama chuqur o`rgangan va qator qonuniyatlar ochgan olim, rus fizigi A.G.Stoletovdir.

A.G.Stoletov tajribasida tursimon metall A anod va K metall katod (fotokatod) olinib, shu tur orqali fotokatodga yoruglik tushirilganda zanjirda elektr toki kuzatilgan. Agar yoruglikning berilgan intensivligida elektronlar orasida kuchlanish orttira borilsa, tok ham orta borgan. Biroq kuchlanishning biror qiymatiga borib tokning ortishi to`htaydi,. Buning fizik mohiyati shundaki, yoruglikning berilgan intensivligida urib chiqarilayotgan fotoelektronlarning hammasi anodga yigiladi.

Tokning bu qiymati to`yinish toki deyiladi. O`tkazilgan tajribalar natijasida quyidagi qonuniyatlar o`rnatilgan:

1.Monohromatik yoruglik tasirida yuzaga kelgan to`yinish tokining kuchi fotokatodga tushayotgan yoruglikning intensivligiga to`gri proporsional.

2.Fotoelektronlarning tezligi fotokatodga tushayotgan yoruglik chastotasi ortishi bilan ortadi va yoruglikning intensivligiga bogliq emas.

3.Har bir modda uchun mutlaqo aniq chegaravii to`lqin uzunligi borki, fotoeffekt faqat undan qiska to`lqin uzunliklaridagina kuzatiladi. Bu chegaraviy to`lqin uzunligi fotoeffektning qizil chegarasi deyiladi.

4.Fotoeffekt yoruglik tushgan ondayoq yuzaga keladi, yani u inersiyasiz hodisadir.

3.Fotoeffekt uchun eynshteyn tenglamasi. Eynshteyn fotoeffekt hodisasida yoruglik elektromagnit to`lqinlarining uzlukli porsiyasidan iborat, degan goyaning, yani yoruglikning kvant nazariyasining isbotini ko`rdi. Yoruglikning kvant nazariyasiga binoan yoruglikning har bir porsiyasi ε yoruglik chastotasiga proporsional, yani

$$\varepsilon = h\nu \quad (152)$$

h – Plank doimiysi bo`lib, $h=6,625 \cdot 10^{-34}$ J.s

Yoruglikning bu porsiyasi yoruglikning tarqalishi davomida mustaqil ravishda muhit atomlarining elektronlari bilan o`zaro tasirlashadi va bu jarayonda shu porsiyaning hammasigina yutilishi mumkin.

Shu tasavvurlarga asoslanib Eynshteyn fotoeffekt hodisasiga taalluqli quyidagi saqlanish qonunini topdi:

$$h\nu = A + \frac{m\vartheta^2}{2} \quad (153)$$

Bunda A – elektronning metalldan chiqish ishi, m –elektron massasi, ϑ –fotoeffekt natijasida metalldan chiqqan elektronning tezligi. Bu tenglamaga binoan fotoelektronlarning tezligi yoruglikning chastotasiga va chiqish ishiga bogliq. Yani fotokatodga tushgan yoruglik kvanti energiyasi elektronlarni metalldan chiqarish ishini bajarish va fotoelektronlarga tezlik berish uchun sarflanadi.

4.Fotoelementlar va ularning qo`llanilishi. Fotoeffekt hodisasi asosida yoruglik energiyasini elektr energiyasiga aylantirib beruvchi moslamalar fotoelementlar deyiladi.

Fotoelement ichida vakuum hosil qilingan va ichki devorining bir qismiga metall (ko`pincha seziiy, qadmiy yoki bazi qotishmalar) qatlami, yani fotokatod qoplangan shisha ballondan iborat. Anod vazifasini shisha ichiga o`rnatilgan metall sirtmoq yoki tur bajaradi.

Fotoelement hozirgi zamon texnikasida juda keng qo`llaniladi. Bulardan eng harakterlilari kinofilmlarni ovozli qilish, harakatlanayotgan tasvirni uzatish, kishining ishtirokisiz berilgan chizma asosida detallar tayyorlaydigan stanoklar yaratish, fotorelelar va hokazolardir. Masalan, kinoning ovozini chiqarish usulini batafsilroq ko`rib chiqaylik. Kinofil rasmga olinayotgan paytda yozilishi zarur bo`lgan tovush to`lqini tasirida modullashtirilgan yoruglik pliyonka chetida o`ziga mos shaffof bo`lmagan ko`ndalang chiziqchalar hosil qiladi. Endi o`sha pliyonkaga yozib olingan tovushni qayta eshittirish uchun fotoelementdan foydalaniladi. Kino namoyish qilinadigan apparatda yoruglik dastasi kinolentaning ovozi yozib olingan chetiga fokuslantiriladi.

Lentaning ikkinchi tomoniga fotoelement joylashtirilgan bo`lib, u kuchaytirgich orqali radiokarnaiga ulangan. Lenta harakatlangan vaqtda uning qirgogidagi shaffofmas ko`ndalang chiziqchalar fotoelementga tushayotgan yoruglikni to`sisib, uni ilgari yozib olingan ovoz signallariga mos ravishda o`zgartiradi. Fotoelement bu o`zgaruvchan yoruglik oqimini elektr signallariga aylantirib beradi. Bu signallar ko`paytirilgan radiokarnayga uzatilib u erda ovozga aylantiriladi.

ATOM FIZIKASI ATOM TUZILISHI. REZERFORD TAJRIBALARI

Reja:

1. Atom fizikasi.
2. Atomning planetar modeli va uning kamchiligi.
3. Bor postulotlari.
4. Spontan va induksiyalangan nurlanish. lazerlar.

1. Atom fizikasi. XX asrning boshlariga kelib, J. Perrenning Broun harakatiga bagishlangan tajribalaridan so`ng moddalarning atom tuzilishi to`liq tasdiqlandi. Ikkinchi tomondan, elektroliz, gazlarning ionlanishi, katod nurlari, fotoeffekt va radioaktivlikni tadqiq qilish atomlar ichida elektronlar mavjudligini binobarin, atomning tuzilishi murakkab ekanligini isbotlab, atomning bo`linmas deyilgan asriy tushunchaga chek qo`ydi. Shu davrgacha faqat atomning o`lchami $\sim 10^{-10}$ m ekanligi va elektronning massasi vodorod atomi massasidan 1836 marta kichikligi malum edi xolos.

Atomdagi zaryad va massa taqsimotini ingliz olimi E. Rezerford tekshirishga muvaffaq bo`ldi. Buning uchun u ogir elementlarning, hususan oltin, mis va boshqa modda atomlarini α -zarrachalar bilan bombardimon qildi. α -zarracha nima? U butunlay yonlangan geliy atomidan, massasi elektron massasidan 8000 marta katta bo`lib, zaryadi musbat va absolyut qiymati elektron zaryadidan ikki marta katta, yani $q_{\alpha} = 2e = 3,2 \cdot 10^{-19}$ teng, tezligi esa kl

juda katta bo`lib, $v \approx 2 \cdot 10^7$ m/s ga teng.

Rezerford tajribasining shemasi tasvirlangan.

α - zarracha manbai radioaktiv preparat radiy (Ra) ingichka kanal ochilgan qo`rgoshin silindrga joylashtiriladi. α -zarracha oqimi D diafragmadan o`tib, tekshirilayotgan material (oltin, mis va hokazo) dan yasalgan yupqa plastinkalarga tushada va undan sochilgan zarrachalar ruh sulfid bilan qoplangan ekran E ga tushadi. Har bir zarracha ekranga kelib o`rilganda yoruglik chaqnaydi-sintillyasiyalanadi va bu chaqnashish mikroskop M va kuzatiladi. Qurilma havo so`rib olingan idishga joylashtiriladi.

Tajribaning ko'rsatishicha α –zarrachalar yupqa plastinkadan bema'lol o'tgan, bazilari esa malum bir burchakka ogib o'tgan. Lekin kamdan–kam zarrachalar 90^0 dan katta burchakka, hatto 180^0 ga ogganligi aniqlangan. Yadrodan turli masofada uchib o'tgan α –zarrachaning traektoriyasi tasvirlangan.

Yupqa plastinkadan α –zarrachaning o'z yo'nalishini deyarli o'zgartirmasdan o'tishi oltin atomlari ichida bo'shlik fazo mavjud ekanligini tasdiqlaydi. α –zarrachaning orqaga qaytishi esa atomning musbat zaryadi va massasi fazoning juda kichik sohasiga mujassamlashganligini ifodalaydi. Shuning uchun ham ϑ tezlik bilan uchib kelayotgan α –zarracha masofagacha yaqin kelib, orqaga qaytadi. Binobarin, α –zarrachaning kinetik energiyasi atomning musbat zaryadi q bilan α =zarracha zaryadi q_α ning o'zaro potensial energiyasiga teng, yani;

$$\frac{m_\alpha \vartheta^2}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_\alpha}{R} \quad (154)$$

bunda R –atom o'lchamiga nisbatan juda kichik bo'lgan masofa, ϵ_0 –elektr doimiysi.

Rezerford turli burchak ostida sochilgan α –zarrachalarni sanab, atom jadrosi haqidagi goyani ilgari surdi. Bu goyaga binoan, atomning massasi va zaryadi atomning markazida joylashgan juda kichik o'lchamli jadroda mujassamlashgan.

Rezerfordning hisoblashicha, yadroning o'lchami (diametri) 10^{-12} – 10^{-13} sm tartibda ekan. Bu atomga nisbatan yadro 10 – 100 ming marta kichik. Keyinchalik yadroning zaryadini ham aniqladi. Yadroning zaryadi $q = Ze$ bo'lib, bunda e –elementar zaryad (yani

elektron zaryadi) ning absolyut qiymati. Z –mazkur himiyaviy elementning Mendeleev davriy sistemasidagi tartib nomeri.

2. Atomning planetar modeli va uning kamchiligi. 1911 yili Rezerford ko'pgina tajriba natijalarini tahlil qilib, atomning planetar modelini yaratdi. Bu modelga muvofiq atomning markazida butun massasi yigilgan musbat zaryadli yadro joylashgan bo'lib, uning atrofida elektronlar huddi Quyosh planetalari singari aniq orbitalar bo'ylab harakatlanadi. Butunicha olib qaraganda atom neytral bo'lgani uchun atom ichidagi elektronlar soni, yadro zaryadi singari Mendeleev davriy sistemasidagi tartib nomeriga teng bo'ladi. Masalan, vodorod atomi ($1H^1$) ning yadrosi atrofida 1 elektron, geliy atomi ($2He^4$) ning yadrosi atrofida 4 elektron, natriy atomi ($11Na^{23}$) ning yadrosi atrofida 11 elektron, uran atom ($92U^{235}$) ning atrofida 92 elektron aylanadi. Bu model atom tuzilishini o'rganishda muhim qadam bo'ldi.

Rezerfordning atom planetar modeli atomning barqarorligini va uning atomi chiziqli spektr nurlanish qonuniyatini tushuntirishga ojizlik qildi. Bunday atom nurlanishi bilan atomning planetar tuzilishi o'rtasidagi ziddiyatdan iborat muammoni birinchi bo'lib daniyalik buyuk fizik Nil's Bor echishga muvaffaq bo'ldi.

3. Bor postulotlari. Nils Bor 1913 iilda atomning barqarorligiga va yutish hamda chiqarish spektral chiziqlarining mavjudligiga asoslanib, yadro atrofida elektronning dinamik harakatini diskret shtasionar holatda yuz beradi deb faraz qildi. Bu nurlanishning diskret kvantlar–fotonlar goyasi bilan Rezerfordning atom tuzilishi modelining uygunlashuvi edi. Nil's Bor atomning planetar tuzilishining kvantlar nazariyasi asosiga o'zining uchta postulotlarini kiritdi. Qizigi shundaki, Bor o'z postulotlari bilan klassik fizika qonunlarini batamom yuqqa chiqarmadi, faqat ular ko'radigan harakatlarga bazi bir cheklashlar kiritdi.

Shunday qilib, Bor postulotlarini tariflaymiz.

Borning birinchi (stasionar holat)postuloti: elektronlar atom yadrosi atrofida , faqat mumkin bo'lgan muayyan W_n energiyasi stasionar holatlaridan biriga mos kelgan orbitalar bo'ylab harakatlanishi mumkin.

Borning ikkinchi (orbitani kvantlash) postulati: elektron stasionar orbitada harakatlanayotganda impuls momenti $m_0 v_n r = n \frac{h}{2\pi}$ qirrali $\frac{h}{2\pi}$ ga teng bo`lib,

kvantlashgan bo`ladi, yani

$$m_0 v_n r = n \frac{h}{2\pi} \quad (155)$$

bunda n –orbita tartib nomerini ifodalaydi, m_0 – elektronning massasi, v_n –uning tezligi, r_n –orbitaning radiusi.

Shunday qilib, Bor klassik fizika qonunlarini atomga tatbiq qilishni rad etmadi, faqat ularga cheklanishlar kiritdi. Bu cheklanishlar orbitani kvantlash va atomning barqarorligidan iboratdir.

Borning uchinchi postulati (chastota qoidasi): elektron bir stasionar orbitadan boshqasiga o`tganda, atom o`zidan yoruglik kvanti–fotonning energiyasi $h\nu_{mn}$ ni chiqaradi yoki yutadi.

Bor postulatidan atom bir stasionar holatidan boshqasiga o`tishda chiqarayotgan yoki yutayotgan yoruglik kvantining $h\nu_{mn}$ energiyasi atomning bu ikki holatdagi energiyalarining farqi tangdir:

$$h\nu_{mn} = W_m - W_n \quad (156)$$

Bundan nurlanish yoki nur yutish chastotasi:

$$\nu_{mn} = \frac{W_m - W_n}{h} = \frac{W_m}{h} - \frac{W_n}{h} \quad (157)$$

To`lqin uzunligi orqali ham ifodalash mumkin.

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{hc} (W_m - W_n) \quad (158)$$

atomning nurlanish chastotasi hamma vaqt ikki hadning ayirmasiga teng. Shunday qilib, bor postulotlari Rezerford atom planetar modelining kamchiliklardan holi qildi.

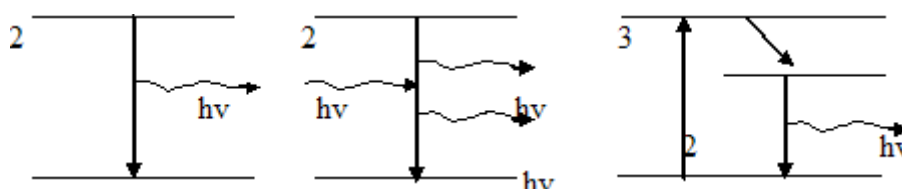
4.Spontan va induksiyalangan nurlanish. lazerlar. Kvant sistema (masalan, atom yoki molekula) ning foton chiqarishi bilan bogliq bo`lgan kvant o`tishni yuzaga keltiruvchi sababga ko`ra ikki tur nurlanishga ajratiladi. Agar bu sabab ichki bo`lsa va uygotilgan energetik sath (**W2**) dagi atom yoki molekulaning normal yoki quyiroq energetik sath **W1** ga o`tishi tashqi tasirsiz, yani o`z-o`zidan sodir bo`ladigan nurlanishga spontan nurlanish deb ataladi. Odatdagi yorugliku manbalari asosan spontan nurlanish chiqaradi va bu nurlanish nokogerent nurlanishdan iborat bo`ladi. Kvant sistema (atom va molekula) uygotilgan energetik sath **W2** dan quyiroq energetik sath **W1** ga tashqi tasiri sababli majburiy o`tishda vujudga keladigan nurlanishga majburiy nurlanish yoki induksiyalangan nurlanish deyiladi.

Ko`pincha induksiyalangan nurlanish yoruglik kvanti $h\nu$ tasirida sodir bo`ladi. Masalan, $h\nu$ kvant energiya yutgan uygotilgan **W2** sathdagi atom yoki molekula quyiroqdagi **W1** sathga o`tganda ikkita bir hil, bir tomonga yo`nalgan kvant energiyali induksiyalangan nurlanish chiqara boshlaydi. Induksiyalangan nurlanish uni majbur etuvchi birlamchi nurlanish bilan o`zaro kogerent, chastotalari, fazalari, tarqalish yo`nalishi va qutblanish tekisligi aynan bir hil bo`ladi. Bu hossalari jismdan o`tayotgan nurlanishni kuchaytirishga sababchi bo`ladi.

1954 yilda sovet olimlari N.G.Basov va A.M.Prohorov, shuningdek amerikalik CH.Tauns bir-birlaridan mustasno holda induksiyalangan nurlanishdan foydalanib birinchi bo`lib, O`YUCH diapazonidagi $\lambda = 1,27 \text{ sm}$ to`lqin uzunlikli elektromagnit nurlanish beradigan mazer deb ataluvchi generatorni yaratdilar. 1963 yilda bu ishlar uchun Basov, Prohov va Taunsga Nobel mukofoti berildi. Bu qurilmasining ishlashi ammiak

molekulalarining induksiyalangan nurlanishiga asoslanganligi uchun molekulyar generator deb nom berildi.

1960 yilda Amerikada ishchi moddasi yoqutdan iborat boʻlgan, spektrning koʻrinadigan diapazonida ishlovchi lazer deb ataluvchi qurilma yaratildi. Bu optik kvant generatori (okg) toʻlqin uzunligi $\lambda = 694,3 \text{ nm}$ va impuls quvvati 10 Vt boʻlgan impulsli kuchlanish hosil qiladi. Yoqut, alyuminiy oksidi Al_2O_3 kristalining $\sim 0,005\%$ hrom (Sg) aralashmasidan iborat, och qizil rangli nur chiqaradigan OKG ning ishlashi uchun yuqorida qarab chiqilgan ikki energetik sath etarli emas,



16–rasm.

Yoqut kristalidagi hrom ionlarining energetik sathlari induksiyalangan nurlarni chiqarish xususiyatiga egadir. Yoqutli lazerlarning ishlashida tasirlangan uchta energetik sathlardan foydalaniladi. Lampaning kuchli chaqnashidan hrom ioni 3 energetik sathga oʻtib, 10^{-8} s vaqtdan kehin nur chiqarmasdan oʻz-oʻzidan 2 metastabil sathga oʻtadi. Tashqi elektromagnit toʻlqin tasirida hrom ioni 2 energetik sathdan 1 energetik sathga oʻtishida induksiyalangan nurlanish–lazer nurlari hosil boʻladi.

Yoqutli lazerning tuzilishi shematik koʻrinishda tasvirlangan. Lazerning aktiv moddasi silindr shakldagi yoqut kristali boʻlib, uning asoslari nihoyat darajada silliqqlangan. Yoqut silindrning bir uchi toʻliq koʻzgu, ikkinchi uchi esa yarim shaffof boʻladi. Silindrsimon yoqut kristalini spiral shakli gaz zaryad lampasi bilan oʻralgan. Bu lampalarning kuchli koʻkmtir yashil yorugʻligi hrom ionlarini 1 energetik sathdan 3 energetik sathga koʻtaradi va ozgina vaqt oʻtishi bilan 2 energetik sathni uygotilgan hrom ionlari "oʻta egallab" oladi. Uygotilgan hrom ionlari 2 energetik sathda 1 energetik sathga oʻtganda har hil yoʻnalishda hosil boʻlgan induksiyalangan nurlanishlarning faqat kristall oʻqi boʻylab yoʻnalgani uning uchlaridan koʻp marta qaytadi va kuchli lazer nuri koʻrinishida yoqutning shaffof tomonidan tashqariga chiqib ketadi.

Impulsli rejimda ishlaydigan yoqutli lazerdan tashqari, uzluksiz ishlaydigan gazli, yarim oʻtkazgichli lazerlar ham mavjuddir. Gazli lazerlarda ishchi modda gaz (yoki gaz aralashmasi) boʻladi. Masalan, geliy–neonli lazerda ishchi modda geliy va neon aralashmalaridan iboratdir. Gaz aralashmasi elektr zaryadi bilan aktivlashgan holga keltiriladi. Optik rezonatorpdagi koʻzgular nay oʻqi boʻyicha yoʻnalgan kogerent yorugʻlikning generatsiyalanishiga sharoit yaratadi. Natijada yarim shaffof koʻzgu orqali hosil boʻlgan lazer nuri chiqadi. Gazli lazer spektrning koʻzga koʻrinadigan och qizil nuri (toʻlqin uzunligi $\lambda = 633 \text{ nm}$) ni, infraqizil ($\lambda = 1150 \text{ nm}$) nurini generatsiyalaydi.

Yarim oʻtkazgichli lazerlarda ishchi modda yarimoʻtkazgichlardir. Yarimoʻtkazgichlarda ishchi modda optik tezlik va elektronlar oqimi yordamida aktiv holatga keltirilishi mumkin. Bunda yarim oʻtkazgichli diod qalinligi 0,1 mm va yuzi bir necha mm^2 boʻlgan kristall plastinkadan iboratdir. Plastinkaning ikki tomoniga elektrodlar ulanadi. Toʻlqin uzunligining keng diapazonida, yani ultrabinafshadan infraqizilgacha oraliqda ishlovchi yarim oʻtkazgichli lazerlarni yaratish mumkin. Bunday lazerlarning tuzilishi sodda, ulchami kichik va uzoq vaqt ishlay oladi.

Lazerlar turli sohalarida keng qoʻllanishiga ega. Masalan, lazer nuri bilan Oyni lokasiya qilib, Erdan Oygacha boʻlgan masofani juda katta aniqlikda oʻlchangan. Lazer yordamida tedevidenieda bir yoʻla 80 million aloqa kanali orqali eshittirish olib borish mumkin. Lazer

nuri telefonda ham ishlatilmokda. Bunday telefon aniq tovush eshinishi halaqit beruvchi chastotalarning yoʻqligi bilan ajraladi.

Shunday qilib, lazer nurlari fizika, biologiya, himiya, astronomiya, medisina va shu kabi fan va texnikaning turli sohalarida nihoyatda keng yoʻnalishga ega boʻlmokda.

YADRO KUHLARI

Reja:

1. Yadro kuchlari
2. Atom yadrolarining massa defekti. Yadroning boglanish energiyasi.
3. Yadro reaksiyalari.

1. Yadro kuchlari. Atom yadrosining oʻta barqarorligi yadro ichida tortishish harakteriga ega boʻlgan qudratli yadro kuchlari bilan tushuntiriladi. Masalan, geliy yadrosi 2He^4 ni alohida protonlar va neytronlarga ajratish uchun geliy atomining toʻliq ionlashish energiyasidan bir necha ming marta ortik energiya sarflash kerak. Yadro kuchlarining hususiyatlari tajribada yahshi oʻrganilgan boʻlib, ular quyidagilardan iboratdir.

1) Nuklonlar orasidagi masofa $r = (1-2) \cdot 10^{-15}$ m oraligida yadro kuchlari mavjud boʻlib, $r > 3 \cdot 10^{-15}$ boʻlganda amalda yadro kuchlari nolga teng boʻladi.

2) Yadro kuchlari tasir yadrosining kichik boʻlishi, nuqlonlar faqat qoʻshni nuqlonlar oʻzaro tasirlasha olishini bildiradi.

3) Yadrodagi nuqlonlar oʻzaro juda yaqin joylashganligi uchun, engil va ogir atomlar yadro moddasining zichligi deyarli bir hil boʻlib, $\rho = 10^{17}$ kg/m ga teng.

4) Yadro kuchlari kvant harkteriga ega boʻlib, nuqlonlar oʻzaro mezonlar deb ataluvchi uchinchi zarrachalar bilan boglangan. Bu zarrachalarni nuqlonlar doim almashtirib turadi. Shuning uchun yadro kuchlarini almashinuvchi kuchlar deb ataladi. 1935 yili yapon fizigi K. Yukava π -mezonlarini nazariy kiritgan boʻlib, u 1947 yili eksperimentda tasdiqlangan. π -mezonning tinchlikdagi massasi elektronning massasidan 270 marta katta boʻlib, ular uch hil: musbat (π^+), manfiy (π^-) va neytral (π^0) turlari mavjuddir. Yadrodagi nuqlonlar doimo mezonlarni yutib va chiqarib turishi sababli yadro kuchlari hosil boʻladi.

2. Atom yadrolarining massa defekti. Yadroning boglanish energiyasi. Atom yadrosidagi nuqlonlar yadro kuchlari bilan oʻzaro kuchli boglanishga ega. Binobarin, yadrolar uta barqaror sistemadir. Atom yadrosidagi nuqlonlar orasidagi bu boglanishni oʻzish uchun malum energiya miqdorini sarflash (yoki ish bajarish) kerak.

Yadroni tashkil qilgan nuqlonlarni butunlay ajratish uchun zarur boʻlgan eneprgiyaga yadroning boglanish energiyasi deyiladi. Yadroning boglanish energiyasi qancha katta boʻlsa, yadro shuncha barqaror boʻladi.

Agar protonlar va neytronlar birikib yadro hosil qilsa, ularning oʻzaro boglanishiga ekvivalent boʻlgan energiya ajraladi. Binobarin, Eynshteynning mahsus nisbiylik nazariyasiga binoan atom yadrosining massasi uni hosil qilgan erkin protonlar va neytronlar massalarining yigindisidan kichikroq boʻlishi kerak, yani:

$$M_s < (Zm_p + Nm_n) \quad (159)$$

bunda Z –protonlar soni, N –neytronlar soni, m_p –proton massasi, m_n –neytron massasi. (159) dan massalar ayirmasi:

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) \quad (160)$$

Bu Δm kattalikka yadro massasi defekti (massaning etishmasligi) deb ataladi. Bu yadroning massa defekti Δm ga mos kelgan W_b boglanish energiyani Eynshteyn tenglamasi bilan aniqlanadi.

$$W_b = \Delta mc^2 = [(Zm_p + Nm_n) - m_{ya}]c^2 \quad (161)$$

Bundagi neytronlar soni $N=(A-Z)$ bo'lgani uchun (161) ni yana quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$W_b = [Zm_p + (A-Z)m_n - M]c^2 \quad (162)$$

bunda A yadroning massa soni, yani yadrodagi nuqlonlar soni. Atom yadrosining W_b boglanish energiyasi nuqlolar soni A ga proporsional ravishda osha borib, yadroning barqarorligini harakterlab bera olmaydi. Yadroning bitta nuqloniga mos kelgan boglanish energiyasiga yadroning solishtirma boglanish energiyasi deyilib, u quy idagiga teng:

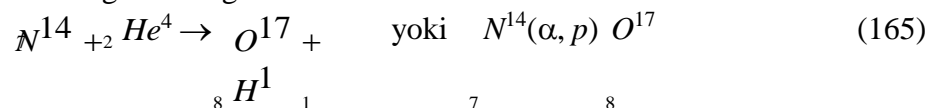
$$\varepsilon = \frac{W_b}{A} \quad (163)$$

3.Yadro reaksiyalari. suniy radioaktivlik. Yadro reaksiyasi deb, ikki zarracha yoki yadro yoki yadro va zarrachalar o'zaro tasirlanshishi natijasida ular ichki holatlarining o'zgarishi yoki boshqa yadrolarga aylanishiga aytiladi.

Agar a zarracha A yadro bilan to'qnashish reaksiyasi natijasida V yadro va b zarracha hosil bo'lsa, u holda yadro reaksiyasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:



1919 yildva E.Rezerford tomonidan α -zarrachaning azot yadrosi ${}^7\text{N}^{14}$ bilan to'qnashuvi natijasida kislorod izotopining yadrosi ${}^8\text{O}^{17}$ va proton ${}^1\text{H}^1$ hosil bo'lgan birinchi yadro reaksiyasi amalga oshirilgan.

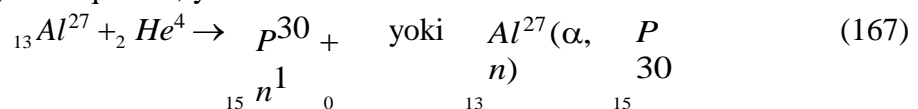


Himiyaviy reaksiyalardagi kabi yadro reaksiyalarida ham malum miqdorda energiya ajralib chiqishi yoki yutilishi mumkin. **Bu Q energiyaga yadro reaksiyasining energiyasi deyilib, u reaksiyaning boshlangich va natijaviy juftlarining energiya farqiga teng bo'ladi:**

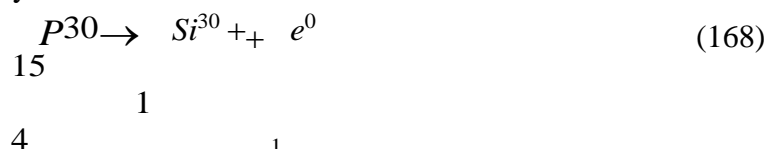
$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 \quad (166)$$

bunda m_A, m_a, m_B, m_b lar reaksiyadan oldingi va keyingi zarrachalarining massalari, c – yoruglik tezligi.

Ko'pchilik yadro reaksiyalarining mahsulotlari ham radioaktiv bo'lib, ular suniy radioaktiv izotoplar deyiladi. Suniy radioaktivlik hodisasini 1934 yilda atoqli fransuz fiziklari Irena va Fridrih Jolio–Kuryular kashf qilishgan. Ular ${}^{13}\text{Al}^{27}$ yadrosini α -zarrachalar bilan bombardimon qilganda, yadrodan neytron ${}^0_1\text{n}^1$ chiqib, fosforning ${}^{15}\text{P}^{30}$ radioaktiv izotopi yadrosi hosil bo'lganligini aniqlashdi, yani:



Yadro reaksiyaning mahsuloti fosfor ${}^{15}\text{P}^{30}$ radioaktiv izotop bo'lib, uning yarim emirilish davri $T = 1/2$ minutga teng. Bu izotop pozitron ($+1e^0$) ni chiqarib, kremeniining barqaror izotopi ${}^{14}\text{Si}^{30}$ izotopiga aylanadi:



Hozirgi vaqtda barcha mavjud bo'lgan himiyaviy elementlarning tabiatda bo'lmagan, mingga yaqin suniy radioaktiv izotoplari olingan.

ADABIYOTLAR:

1. Савелев И.В. Умумий физика курси., т. 1–3.–М., Наука, 1989–92.
2. Савелев И.В. Курс общей физики, т. 1–3.–М., Наука, 1989–98.
3. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики.–М., Высшая школа, 1989.
4. Трофимова Т.И. Курс физики.–М., Высшая школа, 1999.
5. Аҳмаджонов О.И. Физика курси 1–3 қ.–Т., Ўқитувчи, 1988–89.
6. Сафаров А.С. Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар.–Т., Ўқитувчи, 1992.
7. Назаров У.К. ва бошқ. Умумий физика курси. I қисм. –Т., Ўзбекистон, 1992
8. Калашников С.Г. Электр.–Т., Ўқитувчи, 1979.
9. Зайнабиддинов С.З., Тешабоев А. Яримўтказгичлар физикаси., –Т., Ўқитувчи, 1999
10. Волкенштейн В.С. Умумий физика курсидан масалалар тўплами.–Т., Ўқитувчи, 1969.
11. Майсова В.В. Практикум по курсу общей физики.–М., Наука, 1995.
12. Kamolxo‘jayev SH.M., Gaibov A.G., Ximmatqulov O. Mexanika va molekulyar fizikadan ma‘ruzalar matni.–ToshDTU, 2003.
13. Чертов А., Воробьев А. Физикадан масалалар тўплами, –Т., Ўзбекистон, 1997

3.2. Qo‘shimcha:

1. Камолхўжаев Ш.М., Гаибов А.Г., Эшқулов А. «Электр ва магнетизм» қисмидан лаборатория ишлари тўплами.–ТошДТУ, 2005
2. Рисбоев А.С., Холбоев А.М. ва бошқалар. Механика ва молекуляр физика фанидан лаборатория ишлари бажаришга оид методик қўлланма.–ТошДТУ, 2002 .
3. Рисбоев А.С., Холбоев А.М. и др. «Методические указания к лабораторным работам по курсу «Общая физика» –Т: ТошДТУ, 2002.
4. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременной отрицательными ϵ и μ “УФН”, 1967, т.92, вып. 3.с.517–526.
5. Юсупов Д.Б., Узоқов А.А. Методические указания к лабораторным работам по физике часть II, –Т: ТГТУ, 2010.
6. Юсупов Д.Б. Учебно–методическое пособие для практических занятий по разделу “Квантовая механика”–Т: ТГАИ, 2003.
7. Камолхўжав Ш.М., Юсупов Д.Б., Талипова Ш.А. Электромагнит тебранишлар, физикадан лаборатория ишлари буйича услубий кўрсатма.–Тошкент, 1994.
8. Tursunov Q.SH. Fizika (Ma‘ruza matni).–Qarshi, Nasaf, 2012.–96 bet.
9. Bozorova S., Kamolov N. Fizika. (Optika. Atom va yadro fizikasi).–Т., Aloqachi, 2007.
10. Toshxonova J.A., O‘lmasova M.N. Ismoilov I., Rizayev T., Maxmudova X. N. Fizikadan praktikum (Mexanika va molekulyar fizika).–Т., O‘zbekiston faylasuflari ilmiy jamiyati, 2006.
11. Tursunov Q.Sh., Toshpo‘latov CH.X., Qorjovov M.J. Fizika ta‘limi texnologiyasi.– Metodik qo‘llanma. Qarshi, Nasaf, 2012.
12. Tursunov Q. SH., Toshpo‘latov CH. X., Uzoqova G.S. Talabalarning mustaqil o‘quv faoliyatlarini rivojlantirish. (metodik ko‘rsatma).–Qarshi, QMII, 2014
13. Tursunov Q.Sh., Toshpo‘latov Ch.X., Nuriddinov B.N., Mirzayev M.Sh., To‘xliyev M.M. Fizika fanidan laboratoriya ishlar daftari (1–2 qism. Metodik ko‘rsatma).–Qarshi, QMII, 2014.

Elektron resurslar:

1. www.phys.ru.
2. www.google.ru.
3. [http://ru.wikipedia.org/wiki/ Устройство виды и применение лазеров](http://ru.wikipedia.org/wiki/Устройство_виды_и_применение_лазеров).
4. [http://www, foresight. org/EOC/mdex. html](http://www.foresight.org/EOC/mdex.html).
5. [http://nano, xerox, com/nanotech/nanosystems. html](http://nano.xerox.com/nanotech/nanosystems.html).
6. [http://www. foresight. org/UTF/ Unbound LBM/index. html](http://www.foresight.org/UTF/Unbound_LBM/index.html).