O’ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA URTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI

ANDIJON DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika kafedrasi

V.F.Abduazimov

FIZIKA FANIDAN

MA’RUZA MATNLARI

Bilim soxasi: 100000 - Fan
Ta’lim sohasi: 110000 - O’qituvchilar tayyorlash va pedagogika
Ta’lim yo’nalishi: 5111000-(kasbiy ta’lim) imformatika va axborot texnologiyalari

ANDIJON– 2016

Mavzu: Kirish. Tabiatni o'rganishda fizikaning o'rni, fizik kattaliklar.

1. Fizika fani haqida tushuncha.
2. Tabiatni o'rganishda fizikaning o'rni va uning boshqa fanlar taraqqiyotidagi ahamiyati.
3. Fizikaning rivojlanish tarixidan ma'lumotlar.
4. Sharq allomalarining tabiatni o'rganish ilmiga qo'shgan hissalari.
5. O'zbekistonda fizika taraqqiyoti sohasida olib borilayotgan ishlar.
6. Fizik kattaliklar. Birlik sistemasi.

Fizika grekcha «Phyzis» so'zidan olingan bo'lib, tabiat ma'nosini bildiradi. Fizika fani boshqa fanlar kabi bizni o'rab olgan moddiy dunyoni-materiyaning ob'ektiv xossalarini o'rganadi.

Materiya tushunchasi ob'ektiv reallikni ifodalaydigan falsafiy kategoriya bo'lib, *bu ob'ektiv reallikni inson o'z sezgilari bilan idrok qiladi, undan nusha 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 molekulalar, 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, Er va osmon jismlarining hammasi ximiyaviy jixatdan sodda yoki murakkabligidan qat'iy nazar fizika kashf qilgan butun dunyo tortishish qonuniga bo'ysunadi. Hamma 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 asboblar 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 xozirgi zamon televideniyasi va avtomatikasining taraqqiyotida keng qo'llanilmokda. Fizika fanining qishloq xo'jaligi maxsulotlari ishlab chiqarishdagi roli ham kattadir. 1778 yili Komov "Dexqonchilik xaqida" degan kitobida shunday deb yozgandi: "Dexqonchilik deyarli boshqa fanlar qatori butun fizika bilan chambarchas bog'liqdir, uning o'zi ham amaliy fizikaning bir qismidir". O'simliklarining hayot faoliyati jarayonlari o'simlik rivojlanayotgan muhitning fizik sharoitlariga: yorug'lik, issiqlik, temperatura, namlik, bosim va x.k. larga bog'liq bo'ladi. Bu sharoitlarni o'rganish fizikaning vazifalaridan biri hisoblanadi.

Qonun keng ma'noda qandaydir zaruriy, ichki, takrorlanuvchi ketma-ketliklarni bog'lanish asosida bajarilayotgan, aniqlangan va umumqoida bo'lishi mumkin.

Fizik qonunlar tajribalardan olingan ma'lumotlarni umumlashtirish natijasida topiladi. Fizik qonunlar *fizik hodisalar* orasidagi ob'ektiv ichki bog'lanishni va fizik kattaliklar orasidagi real munosabatlarni ifodalaydi.

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 sunoiy 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 nazariya*ga 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.

Fizika bizning eramizdan ilgariroq vujudga kelgan fan, o'sha vaqtda uning tarkibiga hozir ximiya, astronomiya, biologiya, geologiya deb nom olgan bir qator tabiiy fanlar ham kirgan. Keyinchalik, ular mustaqil fanlar darajasida shakillangan. Umuman, fizika va boshqa tabiiy fanlar orasida keskin chegara mavjud emas. Bu so'zlarning dalili sifatida ximiyaviy 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 kashfyotlar 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 aniqlashda 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 ob’ektiv reallikdan taxminiy nusxa (kopiya) bo‘lib, ular ko‘pqirrali xaqiqatning 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 harakteri bu fanni falsafa bilan yaqinlashtiradi. Fizika fanining mohiyati haqidagi aniq tasavvurlarga ega bo‘lmasdan turib falsafiy jihatdan ma’lumotli bo‘lish mumkin emas”.

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

Fizika fanini quyidagi 3 qismga bo‘lib o‘rganiladi. 1-qismga: mexanika, molekulyar fizika va termodinamika bo‘limlari; 2-qismga: elektr va magnetizm, tebranish va to‘lqinlar bo‘limlari; 3-qismga to‘lqin optikasi, qattiq jism fizikasi, kvant fizikasi, atom, yadro va elementar zarrachalar fizikasi bo‘limlaridan iborat.

1960 yil oktyabrda 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 ettita asosiy birlik va ikki qo‘shimcha birlik qabul qilingan.

- Asosiy birliklar:
    - *Uzunlik, metr (m).* Kripton-86 atomining $2R_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasidagi o‘tishga mos bo‘lgan nurlanishining vakuumdagi to‘lqin uzunligidan 1650763,73 marta katta bo‘lgan uzunlik 1 metr deb qabul qilingan.
    - *Massa, kilogramm (kg).* Kilogrammning xalqaro prototipining massasini 1 kilogramm deb qabul qilingan.
    - *Vaqt, sekund (s).* Seziy - 133 atomi asosiy holatining ikki o‘ta nozik sathlari orasidagi o‘tishiga mos bo‘lgan nurlanish davridan 9192631770 marta katta vaqt 1 sekund deb qabul qilingan.
    - *Elektr tokining kuchi, Amper (A).* Bir Amper tok vakuumdagi bir-biridan bir metr masofada joylashgan ikki parallel cheksiz uzun, lekin kesimi juda kichik to‘g‘ri o‘tkazgichlardan o‘tganda o‘tkazgichlarning har bir metr uzunligiga $2 \cdot 10^{-7}$ N Amper kuchi ta’sir qiladi.
    - *Termodinamik temperatura, Kelvin (K).* Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning 1/273,16 ulishi 1 Kelvin deb qabul qilingan.
    - *Modda miqdori, mol (mol).* Uglerod – 12 izotopining 0,012 kg massasidagi moddaning miqdori 1 mol deb qabul qilingan.
    - *Yorug‘lik kuchi, kandela (kd).* $540 \cdot 10^{12}$ Gz chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug‘ligining energetik kuchi 1/683 Vt/sr ga teng bo‘lgan yo‘nalishdagi yorug‘lik kuchi 1 kandela deb qabul qilingan.
- Qo‘shimcha birliklar:
    - *Yassi burchak, radian (rad).* Aylanada uzunligi radiusga teng bo‘lgan yoyni ajratadigan ikki radius orasidagi burchak 1 radian deb qabul qilinadi.
    - *Fazoviy burchak, steradian (sr).* Uchi sfera markazida joylashgan va shu sfera sirtidan radius kvadratiga teng yuzli sirtni ajratuvchi fazoviy burchak 1 steradian deb qabul qilingan.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Fizika fani nimani o‘rganadi?
2. Materiya turlariga misollar keltiring.
3. Fizika fani yutuqlarining boshqa fanlar taraqqiyotiga ta’siri.
4. Xalqaro birliklar tizimidagi asosiy fizik kattaliklar nimalardan iborat?
5. Fizik qonun qanday yaratiladi?
6. Fizik tadqiqot usullari nimalardan iborat?
7. Fizika va falsafa fanlarini o‘zaro munosabatlarini tushuntiring.
8. Birliklarning Xalqaro sistemasi qachon qabul qilingan?
9. Xalqaro birliklar sistemasidagi qaysi birliklar qo‘shimcha birlik deb hisoblanadi?
10. Fizika nechta tarkibiy qismlarga bo‘linadi va qanday bo‘limlardan iborat?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O‘qituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O‘.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O‘zbekiston”, 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo‘jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O‘qituvchi»,1992,208 b.
9. Feyrabend P. «izbrannqe trudq po metodologii nauki», htt://www.vstu.ru/kaf/kf/ub/html

Mavzu: Kinematika asoslari. Jismlarning ilgarilanma harakati. Jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlash. Vektor ustida amallar.

Reja:

1. Harakat haqida umimiy tushuncha.
2. Sanoq sistemasi.
3. Vektor kattaliklar.
4. Vektorlar ustida amallar bajarish.

Harakati o’rganilayotgan jismning kattaligi va shakli kuzatilayotgan sharoitda hech qanday axamiyatga ega bo’lmasa, bunday jism moddiy nuqta deb qaraladi.

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

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

Nuqtaning fazodagi o’rnini to’la ravishda aniqlashga imkon beruvchi bunday vektor radius-vektor deb ataladi.

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

Ko‘pincha, 2.1-rasmda tasvirlangan to‘g‘riburchakli dekart koordinatalarning o‘ng sistemasidan foydalaniladi. Bu erda $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ - **ortonormalangan bazis**, koordinatalar sistemasining ortlari - modul bo‘yicha birlik va o‘zaro perpendikulyar vektorlar. Agar uchinchi ort (vektor $\vec{k}$) oxiridan birinchi ort ($\vec{i}$) dan ikkinchi ort ($\vec{j}$) ga eng qisqa masofa orqali aylanish, soat strelkasi aylanishiga teskari ko‘rinsa, ya’ni $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ vektorlarning o‘zaro yo‘nalishi o‘ng qo‘lning uchta bosh, ko‘rsatgich va o‘rta barmoqlari o‘zaro perpendikulyar joylashgandagi o‘zaro yo‘nalishlari bilan mos tushsa, bunday koordinatalar sistemasini o‘ng koordinatalar sistemasi deyiladi.

Moddiy nuqta M ning koordinata sistemasiga nisbatan holatini ikkita ekvivalent usul bilan berish mumkin: M nuqtaning hamma *x, y, z* koordinatalari qiymatlarini ko‘rsatish yoki uning radius vektori $\vec{r}$ - koordinata boshi 0 dan M nuqtaga o‘tkazilgan vektor qiymatini ko‘rsatish bilan. Vektorlarni qo‘shish qoidasidan kelib chiqadiki, M nuqtaning radius vektorini $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ bazislar yordamida quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}\,. \tag{2.1}$$

M nuqtaning koordinatalari *x, y, z* bazisga nisbatan $\vec{r}$ **radius-vektorning koordinatalari** (komponentlari), $x\vec{i}, y\vec{j}, z\vec{k}$ - vektorlar esa koordinata o‘qlari bo‘yicha **tashkil etuvchi vektorlar** deyiladi. Bu koordinatalar sistemasi ortogonal bo‘lganligidan *x, y, z* larning qiymatlari $\vec{r}$ vektorning dekart koordinatalar o‘qlaridagi proeksiyalariga teng:

$$\left.\begin{aligned} r_x &= np_x\vec{r} = r\cos\alpha = x, \\ r_y &= np_y\vec{r} = r\cos\beta = y, \\ r_z &= np_z\vec{r} = r\cos\gamma = z, \end{aligned}\right\} \tag{2.2}$$

bu erda α, β va γ - radius-vektor $\vec{r}$ bilan koordinata o‘qlarining ortlari orasidagi burchaklar.

M nuqtaning harakati tufayli uning koordinatalari va radius-vektori vaqt o‘tishi bilan o‘zgaradi. SHunga ko‘ra M nuqtaning harakat qonunini berish uchun t vaqt bo‘yicha funktsional bog‘lanishning ko‘rinishini yoki hamma uchta uning koordinatasi:

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t) \tag{2.3}$$

yoki uning radius-vektori

$$\vec{r} = \vec{r}\,(\mathrm{t}) \tag{2.3`}$$

uchun ko‘rsatish zarur. Uchta tenglama (2.3) yoki unga ekvivalent bo‘lgan bitta (2.3`) vektor tenglamani nuqta **harakatining kinematik tenglamasi** deyiladi.

Nuqtaning traektoriyasi deb, tanlangan sanoq sistemasiga nisbatan nuqta harakatida chiziladigan chiziqqa aytiladi.

Nuqta harakatining kinematik tenglamalari (2.3) uning traektoriyasini parametrik shaklda beradi. Parametr bo‘lib vaqt t xizmat qiladi. Nuqta traektoriyasi tenglamasining odatdagi, ya’ni traektoriya nuqtalarining dekart koordinatalarini o‘zaro bog‘lovchi ikki tenglama ko‘rinishidagi shaklini (2.3) tenglamalarni echib, parametr t ni chiqarib tashlash yo‘li bilan olish mumkin. Masalan, nuqta harakatining kinematik tenglamasi quyidagi shaklda berilgan bo‘lsin:

$$x = a\cos\omega t, \;\; y = b\sin\omega t, \;\; z = 0\,,$$

bu erda ω=const.

Bu nuqta traektoriyasining tenglamasi

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \qquad z = 0\,,$$

ya’ni nuqta z=0 tekislikda yarim o‘qlari *a* va b ga teng elliptik traektoriya bo‘ylab harakatlanadi.

Mavzu: Yo’l va ko’chish. Tog’ri chiziqli tekis harakat. Harakatning nisbiyligi. Egri chiziqli harakatda ko’chish, tezlanish.

Reja:

1. Moddiy nuqtaning harakatini harakatini harakterlovchi kattaliklar.
2. To’g’ri chiziqli harakat.
3. Tezlik
4. Egri chiziqli harakat va uni xarakterlovchi kattaliklar.
5. To’g’ri chiziqli va egri chiziqli harakat xarakteristikalari orasidagi bog’lanishlar.

Traektoriyaning shakliga bog‘liq ravishda **nuqtaning to‘g‘ri chiziqli** va **egri chiziqli harakatlarini** farqlaydilar. Nuqta traektoriyasi yassi egri chiziq bo‘lib, ya’ni butunlay bir tekislikda yotsa, bunday nuqta harakati **yassi harakat** deyiladi.

Jismning mexanik harakati **nisbiydir:** uning xarakteri, xususan, jism nuqtalarining traektoriyalari sanoq sistemasini tanlanishiga bog‘liq. Masalan, ma’lumki, Quyosh bilan bog‘langan sanoq sistemasiga nisbatan Quyosh sistemasidagi sayyoralar elliptik orbita bo‘ylab harakatlanadi. Xuddi shu vaqtda erdagi sanoq sistemasiga nisbatan ular etarlicha chalkash traektoriya bo‘yicha harakatlanadi.

Umumiy holda nuqta traektoriyasi fazoviy chiziqdir. Kinematikada nuqtaning ixtiyoriy traektoriyasini tavsiflashda urinuvchi tekislik va urinuvchi aylana, egrilik markazi va radiusi, bosh normal va boshqa tushunchalardan foydalaniladi.

Egri chiziqning biror M nuqtasidagi **urinuvchi tekislik** deb, bu egri chiziqning uchta N, M va R nuqtalaridan o‘tuvchi tekislikning N va R nuqtalar cheksiz M nuqtaga yaqinlashgandagi chegaraviy holatiga aytiladi. Egri chiziqqa M nuqtada **urinuvchi aylana** deb, bu egri chiziqning uchta N, M va R nuqtalaridan o‘tuvchi aylananing N va R nuqtalar cheksiz M nuqtaga yaqinlashgandagi chegaraviy holatiga aytiladi. Urunivchi aylana urinuvchi tekislikda yotadi, uning markazi va radiusi egri chiziqning M nuqtasidagi **egrilik markazi** va **egrilik radiusi** deb ataladi. **Bosh normalning** M nuqtadagi **birlik vektori** $\vec{n}$ traektoriyaning M nuqtasidan egrilik markaziga yo‘naltiriladi, **urinmaning birlik vektori** $\vec{\tau}$ - harakat yo‘nalishida M nuqtada traektoriyaga urinma bo‘ladi. $\vec{n}$ va $\vec{\tau}$ vektorlar urinuvchi tekisliklarda yotadi va ular o‘zaro ortogonaldir (to‘g‘ri burchaklidir).

Agar nuqta traektoriyasi yassi egri chiziq bo‘lsa, urinuvchi tekislik hamma nuqtalari traektoriya yotgan tekislik bilan ustma-ust tushadi.

Agar traektoriya to‘g‘ri chiziqli bo‘lsa, uning uchun urinuvchi tekislik, urinuvchi aylana, bosh normal, egrilik markazlari mahnoga ega emas. Bunday traektoriyani tobora to‘g‘rilanib borayotgan egri chiziqli traektoriyaning chegaraviy holi sifatiga qarab, to‘g‘ri chiziqli traektoriyaning egrilik radiusi cheksiz katta deb hisoblash mumkin.

Yo‘l uzunligi deb, ko‘rilayotgan vaqt oraligida nuqta bosib o‘tgan va traektoriya bo‘ylab nuqtaning harakat yo‘nalishida o‘lchanadigan S masofaga aytiladi.

Boshqacha aytganda, nuqtaning o‘tgan yo‘l uzunligi ko‘rilayotgan vaqt oraligida nuqta bosib o‘tgan traektoriyadagi hamma qismlarning uzunliklari yig‘indisiga teng. Bu taoriflardan kelib chiqadiki, yo‘l uzunligi S manfiy bo‘lishi mumkin emas. Aytaylik, nuqta traektoriyaning AB qismi bo‘ylab harakatlanayotgan bo‘lsin (2.2-rasm). Vaqtning boshlang‘ich paytida (t=0) radius-vektori $\vec{r}_0 = \vec{r}(0)$ bo‘lgan A nuqtada, vaqtning t>0 paytida esa radius-vektori $\vec{r}$ = $\vec{r}$ (t) bo‘lgan M nuqtada bo‘lsin. Agar nuqta hamma ko‘rilayotgan 0 dan t gacha vaqt oraligida ayni bir yo‘nalishda harakatlansa, u holda 2.2-rasmda ko‘rsatilgandek, bu vaqtda nuqtaning o‘tgan yo‘li S(t)= ∪ MA. Lekin nuqta yanada murakkabroq ko‘rinishda harakatlanishi ham mumkin. Masalan, 0 dan t_1<t gacha bo‘lgan vaqt oraligida traektoriyaning A nuqtasidan V nuqtasiga ko‘chishi mumkin, so‘ngra shu traektoriya bo‘yicha orqaga qaytib, vaqtning t payitida M nuqtada bo‘ladi. Bu holda 0 dan t gacha bo‘lgan vaqt oraligida nuqtaning yo‘li $S(t) = \cup AB + \cup BM$, ya’ni $S(t) > \cup AB$.

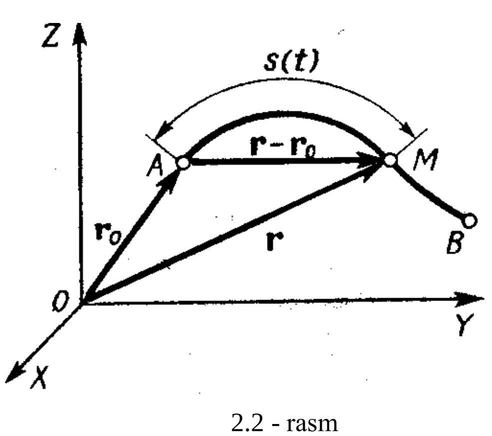
$t=t_1$ dan $t=t_2$ gacha vaqt oraligidagi **nuqtaning ko‘chish vektori** deb, ko‘rilayotgan vaqt oraligida shu nuqta radius- vektorining orttirmasiga aytiladi:

$$\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}(t_2) - \vec{r}(t_1).$$

Ko‘chish vektori nuqta traektoriyasining harakatlanuvchi nuqtani t_1 vaqt momentidagi holatidan t_2 vaqt momentidagi holatigacha mos kelgan qismini tortib turuvchi vatar bo‘yicha yo‘nalgan. Shuning uchun nuqtaning to‘g‘ri chiziqli harakatidan tashqari hamma hollarda ko‘chish vektorining moduli nuqtaning shu vaqt oraligida bosib o‘tgan yo‘li uzunligidan kichik. 2.2-rasmda 0 dan t gacha vaqt oraligidagi nuqtaning ko‘chish vektori $\vec{r} - \vec{r}_0$ ko‘rsatilgan.

Geometriyadan ma’lumki, biror egri chiziq va uni tortib turuvchi vatar uzunligining farqi shu qism uzunligi ozayishi bilan kamayib boradi. Demak, etarlicha kichik dt(t dan t + dt gacha) vaqt oraligida ko‘rilayotgan traektoriya bo‘yicha **nuqtaning elementar ko‘chish** vektori d$\vec{r}$ = $\vec{r}$ (t+dt)- $\vec{r}$ (t) moduli bilan shu vaqtdagi yo‘l uzunligi dS=S(t+dt) - S(t) ning farqini hisobga olmasligimiz mumkin. : |d$\vec{r}$ |=dS. Aytilganlardan ma’lumki, d$\vec{r}$ vektor birlik urinma vektor $\vec{\tau}$ kabi traektoriyaga urinma ravishda nuqta harakati tomon yo‘nalgan. Shunday qilib,

$$d\vec{r} = |d\vec{r}|\vec{\tau} = dS \cdot \vec{\tau} \ . \qquad (2.4)$$



2.2 - rasm

(2.1) ga asosan t dan t+Δt gacha har qanday chekli vaqt oraligida moddiy nuqtaning ko‘chish vektorini uch koordinata o‘qlari bo‘ylab nuqta siljishlarining geometrik yig‘indisi ko‘rinishida quyidagicha ko‘rsatish mumkin:

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}(t+\Delta t) - \vec{r}(t) = \Delta x\vec{i} + \Delta y\vec{j} + \Delta z\vec{k} \ . \qquad (2.5)$$

Bu erda $\Delta x = x(t+\Delta t) - x(t), \quad \Delta y = y(t+\Delta t) - y(t), \quad \Delta z = z(t+\Delta t) - z(t)$ - moddiy nuqta koordinatalarining ko‘rilayotgan vaqt oraligidagi orttirmalari.

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

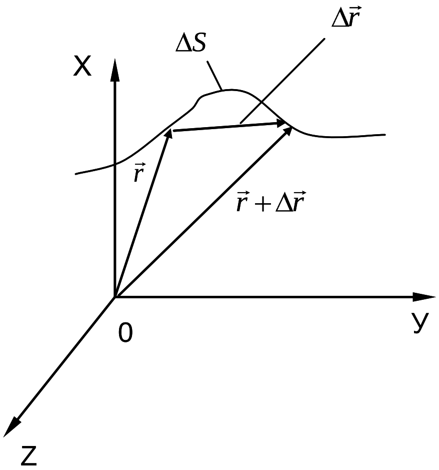
Tezlik. Harakatlanayotgan moddiy nuqtaning fazodagi o'rnini ifodalovchi x,y,z koordinatalar va $\bar{r}$ radius-vektor vaqt o'tishi bilan uzluksiz o'zgarib boradi. Koordinatalarning va unga mos ravishda $\bar{r}$ radius-vektorning birlik vaqt oralig'ida o'zgarish miqdorini aniqlovchi fizik kattalik -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

Moddiy nuqta biror trayektoriya bo'yicha harakatlanayotgan bo'lib, biror t vaqtda uning fazodagi o'rni $\bar{r}$ radius-vektor orqali va oradan Δt vaqt o'tgandan so'ng, ya'ni $t+\Delta t$ da nuqtaning fazodagi o'rni $\bar{r}+\overline{\Delta r}$ radius-vektor orqali ifodalansin (1.1- rasm.) Demak, radius-vektor Δt vaqt ichida $\Delta\bar{r}$ ga o'zgargan, moddiy nuqta esa ΔS masofaga siljigan bo'lsin. Radius-vektorning vaqt bo'yicha o'zgarishini ko'rib chiqaylik. $\overline{\Delta r}/\Delta t$ nisbatning miqdori va fazodagi yo'nalishi Δt ning qiymatiga bog'likdir. Agar Δt vaqt oralig'ini uzluksiz kamaytirib borsak aniq kattalikka intiladi va bu kattalik moddiy nuqtaning t vaqtdagi harakat tezligidan iborat bo'ladi.

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

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\overline{\Delta r}}{\Delta t}=\bar{\upsilon} \qquad (1.1)$$

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



1.1- rasm

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

Matematika kursidan ma'lumki, (1.1) formula asosida tezlik vektorini radius-vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila ko'rinishida yozish mumkin, ya'ni

$$\vec{\upsilon}=\frac{d\bar{r}}{dt} \qquad (1.2)$$

1.1-rasmdan ko'rinadiki, berilgan t uchun, Δt uzluksiz kamayib borsa, $\Delta\bar{r}$ ning moduli ΔS ga intiladi va (1.1) formulaga asosan tezlik vektorining modulini quyidagicha yozish mumkin:

$$|\bar{\upsilon}|=\upsilon=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta s}{\Delta t}=\frac{ds}{dt} \qquad (1.3)$$

Tezlanish. Moddiy nuqtaning harakat tezligi vaqt o'tib borishi bilan ham son qiymati bo'yicha, ham yo'nalishi bo'yicha, o'zgarib turishi mumkin, Bu o'zgarishni harakterlovchi kattalik tezlanishni ifodalaydi. Biror t vaqtda nuqta harakatining tezligi $\vec{\upsilon}$ va $t+\Delta t$ da $\vec{\upsilon}+\Delta\vec{\upsilon}$ ga teng bo'lsin. Yuqorida ko'rib o'tganimizdek, o'rtacha tezlanishni aniqlovchi nisbatning qiymati Δt uzluksiz kamayib borganda aniq kattalikka intilib, tezlanishning berilgan vaqtdagi qiymatini ifodalaydi, ya'ni

$$a=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}=\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \qquad (1.4)$$

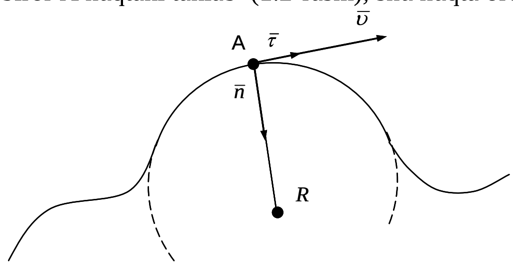
(1.4) formuladagi o'rniga uning (1.2) munosabatdagi ifodasini keltirib qo'ysak,

$$a=\frac{d^2\bar{r}}{dt^2} \qquad (1.5)$$

hosil bo'ladi.

Demak, moddiy nuqtaning harakat tezlanishi radius-vektordan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng ekan.

Moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lgan umumiy xolni ko'rib chiqaylik. Trayektoriyada ixtiyoriy ravishda biror A nuqtani tanlab (1.2-rasm), shu nuqta orqali egrilik doyrasini o'tkazaylik.



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

1.2 – rasm

Tezlik vektori hamma vaqt traektoriyaga o'tkazilgan urinma bo'yicha yo'nalganligini e'tiborga olib quyidagicha yozish mumkin:

$$\upsilon=\upsilon\bar{\tau} \qquad (1.6)$$

A nuqta moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan jismning biror vaqt fazodagi o'rnini ko'rsatadi. Vaqt o'tib borishi bilan A nuqta traektoriya bo'ylab ko'cha boshlaydi va shunga mos ravishda $\bar{r}$ vektoriing yo'nalishi ham o'zgarib boradi. Buni e'tiborga olgan xolda (1.6)ni (1.4)ga keltirib qo'yib
quyidagini yozish mumkin:

$$\bar{a}=\frac{d(\upsilon\cdot\bar{\tau})}{dt}=\bar{\tau}\frac{d\upsilon}{dt}+\upsilon\frac{d\bar{\tau}}{dt} \qquad (1.7)$$

(1.7) formuladan ko'rinadiki, tezlanish vektori ikkita tashkil etuvchining yig'indisidan iborat ekan: birinchisi (birinchi xad) traektoriyaga o'tkazilgan urinma bo'yicha yo'nalgan tezlikning son miqdori bo'yicha o'zgarishini harakterlovchi tezlanish va ikkinchisi hamma vaqt tezlik vektoriga tik bo'lib, egrilik markaziga qarab yo'nalgan tezlikning shu yo'nalish bo'yicha o'zgarishini xarakterlovchi tezlanish. Shuning uchun tezlanish vektorining bu tashkil etuvchilarini mos ravishda urinma (tangensial) tezlanish $\bar{a}_t$ va markazga intilma (normal) tezlanish $\bar{a}_n$ deb ataladi. (1.7) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\bar{a}=\bar{a}_t+\bar{a}_n \qquad (1.8)$$

Osonlik bilan ko'rsatish mumkinki, tezlanish vektorining tangentsial va normal tashkil etuvchilarining modullari quyidagicha aniqlanadi:

$$a_\tau=\frac{d\vartheta}{dt} \quad \text{va} \quad a_n=\frac{\vartheta^2}{R} \qquad (1.9)$$

Moddiy nuqtaning to'g'ri chziqli tekis o'zgaruvchan harakati. Moddiy nuqta deb xisoblanishi mumkin bo'lgan jism tezligining harakat davomida faqat miqdori (qiymati) o'zgarib, yo'nalishi esa uzgarmasdan qolsa, bunday harakat trayektoriyasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi va uni to'g'ri chiziqli harakat deb ataladi. Agar harakat davomida $a=const$ va u musbat ishorali bo'lsa, tezlik va tezlaiish yo'nalishi bir xil bo'ladi va $\upsilon=\upsilon_0+at$ ko'rinishda yoziladi. Vaqt o'tishi bilan tezlik qiymati bir xilda ortib boradi. Bunday harakatni tekis tezlanuvchan harakat deyiladi.

Aks xolda, a - manfiy ishorali, demak, tezlik va tezlanish qarama-qarshi yo'nalishda bo'lsa, harakat tekis sekinlanuvchan harakat deyiladi. Moddiy nuqtaning to'g'ri chziqli tekis o'zgaruvchan harakatida yo'l formulasi q'uyidagicha ifodalanadi:

$$S = v_0 t \pm \frac{at^2}{2} \qquad (1.10)$$

Mavzu: Tekis tezlanuvchan harakat. Tezlanish. Yuqorida o'tilgan jism harakati. Aylana bo'ylan harakat.

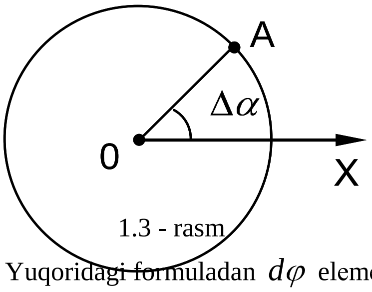
1. Tezlanish va uni tashkil etuvchilari
2. Harakatni grafik ravishda tasvirlash
3. Aylanish davri va chastotasi

Moddiy nuqta harakatining traektorisi aylana shaklida bo'lsa, bunday harakat aylanma harakat deb ataladi. Agar OA radius-vektor Δt vaqt oralig'ida $\Delta\varphi$ burchakka burilgan bo'lsa, jism burchakli tezligining o'rtacha qiymati $\varpi = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ ga teng bo'ladi. Burchakli tezlikning berilgan vaqtdagi qiymati

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \qquad (1.11)$$

ifoda orqali aniqlanadi, juda kichik vaqt oralig'idagi moddiy nuqtaning aylana bo'ylab bosib o'tgan ds yul uzunligini quyidagicha yozish mumkin:

$$ds = vdt$$



1.3 - rasm

bunda r - $\vec{OA}$ radius-vektorning uzunligi. Yuqoridagi formuladan $d\varphi$ elementar burchakka burilish uchun:

$$d\varphi = \frac{\vartheta dt}{r}$$

ni (1.10) ga keltirib qo'yamiz va chiziqli hamda burchakli tezliklar orasidagi quyidagi munosabatni olamiz:

$$\upsilon = \omega r \qquad (1.12)$$

Aylana buylab tekis harakat uchun (1.12) ni $d\varphi = \omega dt$ ko'rinishda yozib, 0 dan T (bir marta to'liq aylanib chiqish uchun ketgan vaqt - aylanish davri) gacha bo'lgan vaqt oralig'idagi burilish burchagi 2π ning $2\pi = \varphi = \int d\varphi = \int \omega dt = \omega T$ ga teng ekanligini aniqlab, burchakli tezlikni $\omega = \frac{2\pi}{T}$ yoki

$$\omega = 2\pi\nu \qquad (1.13)$$

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

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

$$\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \qquad (1.14)$$

Burchakli tezlanishi berilgan t vaqtdagi qiymatini

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \qquad (1.15)$$

kurinishda yozib, (1.12) ni (1.15) ga keltirib qo'ysak quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \qquad (1.16)$$

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

Agar nuqtaning tezlik moduli teng vaqt oraliqlarida bir xil kattalikka o'zgarsa, ya'ni bu harakatda a_τ=const bo'lsa, nuqtaning bunday harakatini **tekis o'zgaruvchan harakat** deyiladi. Harakatning **tekis tezlanuvchan** holi uchun a_τ=const>0, harakatning **tekis sekinlanuvchan** holi uchun a_τ=const<0. Tekis harakatda a_τ=0.

(2.19) va (2.20) dan ko'rinadki, nuqtaning normal tezlanishi

$$\vec{a}_n = \upsilon \frac{d\alpha}{dt}\vec{n} = \frac{\upsilon^2}{R}\vec{n} \qquad (2.23)$$

ga teng. U nuqta tezlik vektori yo'nalishining o'zgarish jadalligini harakaterlaydi. Normal tezlanish doimo traektoriyaning egrilik markazi tomon yo'nalgan bo'lib, uning $\vec{n}$ bosh normalga bo'lgan proeksiyasi:

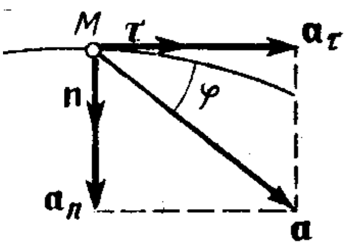
$$a_n = \frac{\upsilon^2}{R} \qquad (2.23`)$$

manfiy bo'lishi mumkin emas. Shu sababdan nuqtaning normal tezlanishini ko'picha **markazga intilma tezlanish** ham deyiladi. Agar nuqta to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsa, nuqtaning normal tezlanishi nolga teng bo'ladi. Nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakatida a_n=const, biroq aylananing har xil nuqtasida $\vec{n}$ vektorning yo'nalishi har xil bo'lgani uchun $\vec{a}_n = a_n\vec{n}$ vektor o'zgarib turadi.

Nuqtaning tezlanish moduli

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{d\upsilon}{dt}\right)^2 + \left(\frac{\upsilon^2}{R}\right)^2} \qquad (2.24)$$

Egri chiziqli harakatda nuqtaning tezlanish vektori har doim traektoriyaning botiqligi tomoniga og'gan bo'ladi. 2.5-rasmda ko'rsatilgan nuqtaning egri chiziqli traektoriya bo'ylab tezlanuvchan harakati holida $\vec{a}$ va $\vec{\tau}$ vektorlar orasidagi burchak φ o'tkir. Nuqtaning sekinlanuvchan harakatida φ burchak o'tmas bo'ladi.



2.5- rasm.

Ko'lamli jismdagi ihtiyoriy ikki nuqtani tutashtiruvchi to'g'ri chiziq jism bilan birga ko'chganda o'zining boshlang'ich holatidagi yo'nalishiga parallel qoladigan eng oddiy mexanik harakat qattiq jismning **ilgarilanma harakatidir**.

Er (laboratoriya) sanoq sistemasiga nisbatan, masalan, prujinaga osib qo'yilgan va vertikal to'g'ri chiziq bo'ylab tebranish sodir etayotgan sharcha,barqaror dvigatel silindridagi porshen, shaxta ko'tarmasining kabinasi, tokarlik stanogining keskichi va hokazolar ilgarilanma harakatlanadi. 2.6-rasmda ilgarilanma harakatlanayotgan kubning ikkita A va B uchlari, shuningdek, AB diagonaldagi C nuqtasining traektoriyalari ko'rsatilgan. A_0, B_0 va C_0 nuqtalar vaqtning boshlang'ich paytidagi kubning holatiga to'g'ri keladi. B_0B va C_0C traektoriyalar A_0A bilan bir xil va A_0B_0 to'g'ri chiziq bo'ylab A_0B_0 va A_0C_0 masofalarga parallel ko'chirish vositasida u bilan to'liq ustma-ust tushirilishlari mumkin. Shunday qilib, ilgarilanma harakat qilayotgan jismning hamma nuqtalarinini radius vektorlari dt vaqtda ayni bir kattalik d$\vec{r}$ ga o'zgaradi: $d\vec{r}_A = d\vec{r}_B = d\vec{r}_C = d\vec{r}$, bu erda $\vec{r}_A$, $\vec{r}_B$, $\vec{r}_s$, $\vec{r}$ jism A, B, C nuqtalar va ixtiyoriy M nuqtasining radius vektorlari.

Mos ravishda jismning hamma nuqtalarining tezliklari, shuningdek, ularning tezlanishlari vaqtning har bir paytida bir xil bo'lishi kerak:

$$\vec{\mathbf{v}}_A = \vec{\mathbf{v}}_B = \vec{\mathbf{v}}_C = \vec{\mathbf{v}} \qquad ва \qquad \vec{a}_A = \vec{a}_B = \vec{a}_C = \vec{a}\,.$$

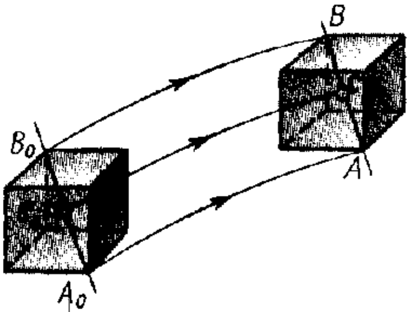
Bu munosabatlardan ko'rinadki, qattiq jismning ilgarilanma harakatini kinematik tavsiflash uchun uning **qandaydir bir nuqtasining harakatini ko'rib chiqish etarlidir.**

Nuhoyat, jismning 0X o‘qi bo‘yicha tekis o‘zgaruvchan to‘g‘ri chiziqli ilgarilanma harakati uchun o‘rta maktabdan ma’lum

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau = \vec{a}_x \tag{2.25}$$

munosabatlarni esga olamiz. $a_x = \left(\dfrac{d\upsilon_x}{dt}\right) = const$ bo‘lganligidan

$$\upsilon_x(t) = \upsilon_x(0) + a_x t. \tag{2.26}$$



2.6 – rasm.

$\upsilon_x = \dfrac{dx}{dt}$ dan jismning qandaydir M nuqtasining x koordinatasini vaqtga bog‘liqligi quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$x(t) = x(0) + \int_0^t \upsilon_x(t)dt = x(0) + \upsilon_x(0)t + \frac{a_x t^2}{2}. \tag{2.27}$$

Bu erda x(o) va υ_x(o) – vaqtning hisob boshlanishi (t=0) paytidagi x va υ_x ning qiymatlari.

Modday nuqta R radiusli aylana bo‘ylab harakatlanayotgan bo‘lsa, uning harakati burchakli tezlik va burchakli tezlanish bilan xarakterlanadi. Moddiy nuqta Δt vaqt o‘tgach Δφ burchakka buriladi (2.7-rasm).

Burilish burchagining vaqt birligi ichida o‘zgarishi bilan ifodalanadigan vektor kattalik moddiy nuqtaning aylana bo‘ylab burchak tezligi deyiladi.

$$\omega = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t},$$

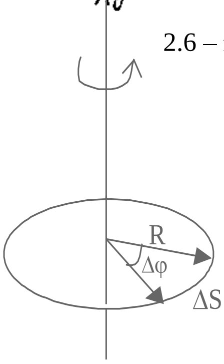
ya’ni

$$\boldsymbol{\omega} = \Delta\varphi/\Delta t \quad , \tag{2.28}$$

ω – radian/s.

Moddiy nuqtaning chiziqli tezligi

$$V = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to o} \frac{R \cdot \Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R \cdot \omega. \tag{2.29}$$



2.7-rasm

Agar ω = const bo‘lsa, harakat aylana bo‘ylab tekis bo‘ladi. Nuqta to‘liq bir marta aylanganda Δφ = 2π va Δt = T bo‘ladi. U holda Δφ/Δt = 2π/T bo‘ladi. Oxirgi tenglikdan

$$T = 2\pi/\omega\ . \tag{2.30}$$

Vaqt birligi ichidagi aylanishlar soni, aylanish takrorligi deyiladi.

$$n = 1/T \tag{2.31}$$

yoki

$$n = 1/(2\pi/\omega) = \omega/2\pi\ . \qquad 2.32)$$

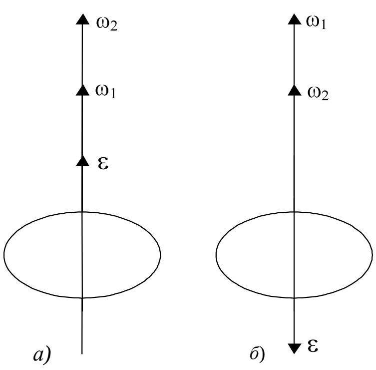
Burchak tezlanish vektor kattalik bo‘lib, burchak tezlikdan vaqt bo‘yicha olingan hosila bilan ifodalanad:.

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{d}\omega/dt\ , \tag{2.33}$$

$\varepsilon = rad/s^2$ da o‘lchanadi.

2.33 - tenglikdan burchak tezlanish aylanish o‘qi bo‘ylab burchak tezlikni ortish yo‘nalishi bo‘ylab yo‘nalganligi kelib chiqadi.

Agar harakat tekis tezlanuvchan bo‘lsa, vektor **ε** burchak tezlikka parallel (2.8a-rasm), harakat sekinlanuvchan bo‘lsa, burchak tezlanish (**ε**) burchak tezlikka (**ω**) teskari yo‘nalgan bo‘ladi (2.8b-rasm).



2.8-rasm.

Mavzu: Butun olam tortishish qonuni. Kosmik tezliklar.

1. Butun olam tortishish qonuni.
2. Tortishish maydoni
3. Og'irlik kuchi va vazn.
4. Vaznsizlik.
5. Kosmik tezliklar

Umuman hozirgi kunda ma'lum bo'lgan hamma kuchlarni to'rt xil asosiy toifaga ajratish mumkin: tortishish kuchlari, elektromagnit kuchlar, qudratli uzaro ta'sir kuchlari (masalan, yadroda zarralarning o'zaro ta'sir kuchlari) va zaif o'zaro ta'sir kuchlari (masalan, elementar zarralarning emirilishida sodir bo'ladigan kuchlar).

Mavjud bo'lgan har qanday jismlar o'zaro tortishib turadi. Jismlar orasidagi tortishish kuchlarining qonuniyatini 1687 yilda Nyuton aniqlagan bo'lib, uni odatda butun olam tortishish qonuni deb ataladi. Bu qonunga ko'ra moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan har qandai ikki jism massalarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va oralaridagi masofaning kvadratiga teskari proporsional kuch bilan bir-biriga tortilib turadi. Bu kuchning modulini quyidagicha ifodalash mumkin

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \qquad (3.1)$$

bunda γ - tortishish (gravitatsiya) doimiysi bo'lib, uning qiymati γ = 6,67 10^{-11} N m^2/kg^2 ga teng. (3.1) ni sharsimon shakldagi, bir jinsli, ixtiyoriy massaga ega bo'lgan jismlar uchun ham qo'llash mumkii. Jism bilan yer orasidagi o'zaro tortitish kuchining modulini quyidagicha yozish mumkin

$$F = \gamma \frac{mM_{Yer2}}{R_{Yerp}^{\ 2}} \qquad (3.2)$$

bunda *m* - Yer sirtidagi jism massasi; M_{yer} - Yerning massasi, R_{yer} - Yer sharining radiusi.

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan m massali jism F_{tor} - tortitish kuchi ta'sirida Yer bilan bog'liq sanoq sistemasiga nisbatan biror tezlanish bilan harakatga keladi:

$$F_{tor} = ma \qquad (3.3)$$

(3.2) va (3.3) ni o'zaro tenglab, Yerning tortish kuchi ta'sirida kuzatilayotgan jismning olgan tezlanishini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$a = \gamma \frac{M_{Yer}}{R_{Yer}^{\ 2}} \qquad (3.4)$$

(3.4) formuladagi kattaliklar o'zgarmas qiymatga ega ekanliklarini e'tiborga olsak, jism harakatiga qarshilik ko'rsatuvchi kuchlar mavjud bo'lmagan xollardagi Yer sirtiga yaqin balandliklarda har qanday jism bir xil tezlanish bilan tushadi degan xulosaga kelamiz. Boshqacha aytganda, (3.4) da faqat Yerning tortishish kuchi ta'sirida vujudga kelgan erkin tushish tezlanishidir, shuning uchun uni g orqali belgilaylik, ya'ni

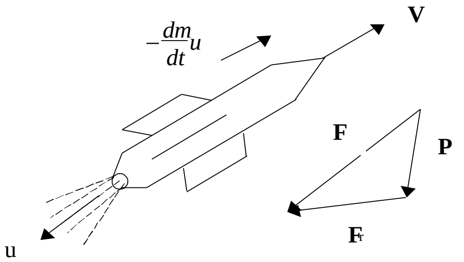
$$g = \gamma \frac{M_{Yer}}{R_{Yer}^{\ 2}} \qquad (3.5)$$

Jism og'irligi deganda, tutib turuvchi taglikka yoki osmaga shu jism tomonidan ko'rsatilayotgan $\vec{N}$ ta'sir kuchi tushuniladi. Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, $\vec{P}$ jismga qo'yilgan $\vec{N}$ esa taglikka qo'yilgan, lekin jismning harakatsiz xolatida bu kuchlar modul jixatidan bir-biriga teng bo'lib, yo'nalishlari esa qarama-qarshidir.

O'zgaruvchan massali jism deganimizda klassik mexanika qonunlariga bo'ysunib, o'zining harakati davomida massasi o'zgaradigan, ya'ni massasi kamayishi yoki ortishi mumkin bo'lgan jism tushuniladi. Masalan, yoz kunlari ko'chaga mashinalarda suv sepilishi, raketalar va reaktiv samolyotlarda yonilg'i yonishi natijasida ularning massasi kamayadi. Erga har-xil meteoritlarning tushishi natijasida Erning massasi ortadi va hakozo. Ammo bunda tezlik ortishi bilan massa o'zgarmaydi deb hisoblaymiz. Bu hollar uchun Nyutoning ikkinchi qonunini umumiy ko'rinishda ifodalasak,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d(m\vec{\vartheta})}{dt} = \vec{\vartheta}\frac{dm}{dt} + m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \vec{\vartheta}\frac{dm}{dt} + m\vec{a} \qquad (8.1)$$

bo‘ladi.(8.1) formuladan ko‘rinadiki, massasi o‘zgarishi bilan tezlik kattaligi ham o‘zgaradi, umumiy holda kuch yo‘nalishi bilan mos tushmaydi va tezlikning kuchga to‘g‘ri proportsianalligi saqlanmaydi. Agar kuch yo‘nalishi tezlik yo‘nalishi bilan bir yo‘nalishda yoki kuch tezlikka tik holatda yo‘nalsa, tezlanish bilan kuch bir yo‘nalishda bo‘ladi.



8.1-rasm

Biz yuqorida Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalanib, o‘zgaruvchan massali jismga ta’sir etuvchi kuch ifodasini keltirdik. Endi impulsning o‘zgarishidan foydalanib, o‘zgaruvchan massali jism harakatini qarab chiqaylik. Buning uchun vaqt o‘tishi bilan massasi o‘zgaruvchi raketa harakati bilan tanishib chiqamiz. Harakat davomida raketaning massa markazi o‘zgarmaydi.

Raketada yongan yonilgidan hosil bo‘lgan gaz massasi raketadan chiqish (ajralish) vaqtidagina u bilan tasirlashadi. Gaz uzluksiz chiqib turganligi uchun raketaning massasi ham uzluksiz kamayib turadi (8.1-rasm). Raketaga tasir etuvchi tashqi **F** kuch raketa og‘irligi **P** bilan muxitning qarshilik $\mathbf{F_k}$ kuchlarning yig‘idisiga teng.

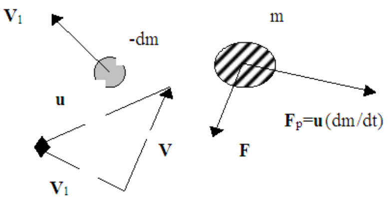
Raketaning t vaqtdagi massasi m, uning shu vaqtdagi tezligi ϑ bo‘lsin. Bu vaqt raketaning impulsi $\mathbf{p_1} = m\vartheta$ bo‘ladi. dt vaqtda raketadan gaz massasi v_1 tezlik bilan ajralib chiqsin (8.2-rasm). t + dt vaqtda harakat davomida sistema (raketa + gaz) ning impulsi

$$\mathbf{p_2} = [m - (-dm)] \cdot (\vartheta + d\vartheta) + (-dm) \cdot \vartheta_1$$

ga teng bo‘ladi.

Impulsning o‘zgarishi natijasida sistemaga tashqi kuchlar (og‘irlik va muxitning qarshilik kuchi) impulsi ta’sir etadi, ya’ni

$$\Delta p = p_2 - p_1 = [(m + dm)] \cdot (\vartheta + d\vartheta) - \vartheta_1 dm - m\vartheta = \mathbf{F}dt.$$



8.2-rasm

Qavsni ochib chiqib, dv dm ni juda kichik bo‘lgani uchun tashlab yuborib, hosil bo‘lgan ifodani dt ga bo‘lib yuborganimizda quydagi tenglik hosil bo‘ladi:

$$\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} - \vec{\vartheta}_1 \frac{dm}{dt} + \vec{\vartheta}\frac{dm}{dt} = \vec{F}$$

bundan

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = m\vec{a} = \vec{F} + (\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta})\frac{dm}{dt} = \vec{F} + \vec{u}\frac{dm}{dt} \tag{8.2}$$

bu o‘zgaruvchan massali jismning harakat tenglamasini ifodalaydi. Bu Meshcherskiy tenglamasi deyiladi. $\boldsymbol{\vartheta_1 - \vartheta = u}$ *raketa bilan harakatlanuvchi sanoq sistemasiga nisbatan chiqayotgan gazning tezligi bo‘lib, u nisbiy tezlik deyiladi.*

(8.2) da $\frac{dm}{dt} = 0$ bo‘lsa, bu tenglik o‘zgarmas massali jism uchun Nyutonning ikkinchi qonuni ifodasiga o‘tadi.

(8.2) tenglikning o‘ng tomonidagi ikkinchi qo‘shiluvchi $\mathbf{u}\frac{dm}{dt} = \mathbf{F_r}$ ajralib chiqayotgan gaz massasi dm tomonidan m massaga ta’sir etuvchi reaktiv kuchdir. Uni e’tiborga olsak, (8.2) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \vec{F} + \vec{F}_p \tag{8.3}$$

Bu tenglamani umumiy holda echish ancha murakkab, chunki reaktiv kuchni hisoblash qiyin.

Mavzu: Gidrodinamika asoslari. Kuch momenti, inersiya momenti. Nyuton qonunlari.

Reja:

1. Nyutonning I qonuni
2. Nyutonning II qonuni
3. Nyutonning III qonuni
4. Ishqalanish kuchlari
5. Inersiya kuchlari

Bugungi kungacha olib borilgan kuzatishlar katta massali jismlar yorug’lik tezligiga nisbatan juda kichik tezliklarda harakatlanayotgan holldarda Nyuton qonunlari xaqiqatni juda to’g’ri aks ettirishini ko’rsatadi. Nyuton qonunlariga asoslangan mexanika Nyuton mexanikasi yoki klassik mexanika deb ataladi.

Nyutonning birinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi: har qanday jism o’zining tinch xolatini yoki to’g’ri chiziqli tekis harakat xolatini unga boshqa jismlar tomonidan ta'sir ko’rsatilib, uning shu xolatini o’zgartirishga majbur qilmagunlaricha saqlaydi.

Berilgan jism bilan atrofdagi boshqa jismlarning bir biriga ko’rsatayotgan ta'sirini yoki turli xil tashqi maydonlarning shu jismga ko’rsatayotgan ta'sirini miqdor jixatdan harakterlovchi fizik kattalik kuch deb ataladi.

Berilgan sanoq sistemasiga nisbatan Nyutonning birinchi qonuni bajarilsa, bunday sistema inertsial sanoq sistema, aks xolda noinertsial sanoq sistema deyiladi. Inertsial sanoq sistemaga nisbatan tinch xolatda turgan yoki to’g’ri chiziqli tekis harakatda bo’lgan har qanday sanoq sistema inertsial sanoq sistemadir.

Dinamikaning ikkinchi qonunini Nyuton quyidagicha ta'riflagan: harakat miqdorining o’zgarishi harakatlantiruvchi kuchga proportsional va shu kuch ta'siri yuz berayotgan to’g’ri chiziq yo’nalishi bo’yicha sodir bo’ladi.

Harakat miqdori deganda Nyuton jism massasini uning tezligiga ko’paytmasini tushungan. Hozirgi kunda "Harakat miqdori" o’rniga $\vec{p} = m\vec{v}$ (2.1)
kattalik jism impulsi deb ataladi.

Massa berilgan jism inertligining o’lchovidan iborat kattalikdir. Jism inertligi deganda, har qanday tashqi ta'sirga nisbatan jismning qarshilik ko’rsatuvchanlik yoki tashqi ta'sirga berilmaslik xususiyati tushuniladi. Yuqoridagilarni xisobga olib Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha ta'riflashimiz mumkin: jism impulsining vaqt bo’yicha o’zgarish tezligi shu jismga ta'sir etayotgan kuchga yoki kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga teng:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \qquad (2.2)$$

(2.1) dan impuls ifodasini (2.2) ga keltirib qo’ysak

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F} \qquad (2.3)$$

ifodaga ega bo’lamiz. Jism harakatining tezligi yorug’likning vakuumdagi tezligidan juda kichik bo’lgan hollarda, ya'ni klassik mexanika doirasida jism massasi m o’zgarmas kattalikdan iborat deb qaraladi. Bu xolda (2.3) ni qyidagicha yozish mumkin:

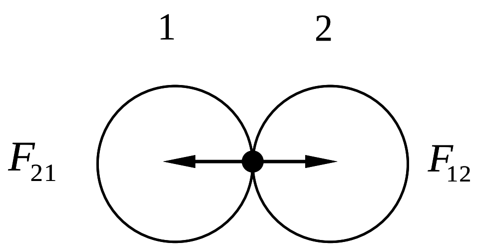
$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$$

$\frac{dv}{dt}$ - harakat tezlanishi ekanligini e'tiborga olib, yuqoridagi formulani quyidagi ko’rinishda yozishimiz mumkin:

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

Demak, klassik mexanika doirasida Nyutoning ikkinchi qonunini quyidagicha tariflashimiz mumkin: *jismga ta'sir etayotgan kuch jism massasi bilan shu kuch ta'sirida jismning olgan tezlanishining ko’paytmasiga teng.*

Dinamikaning uchinchi qonunini Nyuton quyidagicha ta'riflagan: Ta'sirga hamma vaq teng va qarama-qarshi aks ta'sir mavjud; boshqacha aytganda, ikkita jismning bir-biriga o’zaro ta'sirlari o’zaro teng va qarama-qarshi yo’nalgan".



2.1-rasm

$$F_{21} = -F_{12}$$

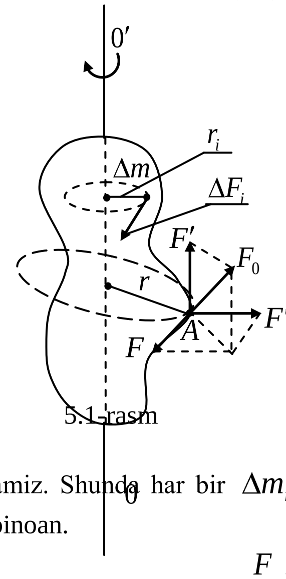
Ta'rifda "ta'sir" va "aks ta'sir" iboralari bo’lib, yuzaki qaraganda "ta'sir"- birlamchi va "aks ta'sir" ikkilamchiga o’xshab ko’rinadi- Lekin •"ta'sir" va "aks ta'sir" lar o’zlarining fizik tabiati bo’yicha aynan bir xildir. Har qnday ikki jismning bir-biriga ko’rsatayotgan ta'siri o’zarolik harakteriga egadir.

Nyutonning uchinchi qonunini quyidagicha ta'riflash mumkin: moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo’lgan ikki jismning bir-biriga har qanday ta'siri o’zaro ta'sir harakteriga ega bo’lib, ularning bir-biriga ko’rsatayotgan ta'sir kuchlari har doim kattalik jixatidan teng va yo’nalishi jixatidan qarama-qarshidir.

Bu bo’limda biz deformatsiya bo’lmaydigan absolyut (mutloq) qattiq jismning aylanishini ko’rib chiqamiz. F_0 kuch ta'sirida jism $00'$ o’q atrofida aylanyapti deb faraz qilaylik. Unda jismning har bir nuqtasi shu o’q atrofida aylana bo’ylab aylanadi. Bunda hamma nuqtalarning burchak tezliklari va burchak tezlanishlari bir xil bo’ladi. F_0 kuchni uchta bir-biriga perpendikulyar bo’lgan kuchga ajratamiz, bunda $F' \parallel 00', F'' \perp 00'$

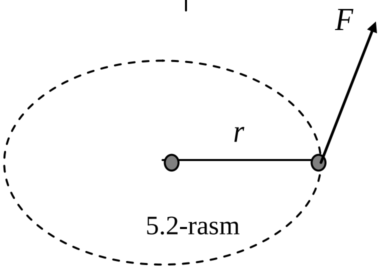
bo'ladi, ular jismni aylantirmaydi, jismni faqat A nuqtaga urinma bo'lgan F kuchi aylantiradi. Shuning uchun F ni aylantiruvchi kuch deyiladi. F ning aylanishi radiusiga bo'lgan ko'paytmasi kuch momenti deb ataladi.

$$M = F \cdot r \qquad (5.1)$$



5.1-rasm

Jismni Δm_i elementar massalarga bo'lib chiqamiz. Shunda har bir Δm_i ga elementar aylantiruvchi kuch ΔF_i ta'sir qiladi(5.2-rasm). Nyutonning 2 qonuniga binoan.



5.2-rasm

$$\Delta F_i = \Delta m_i a_i$$

bu erda $a_i - \Delta m_i$ ning chiziqli tezlanishi. Bu tenglamaning ikki tarafini r_i ga ko'paytiramiz

$$\Delta F_i \cdot r_i = \Delta m_i a_i \cdot r_i \qquad (5.2)$$

Δm_i elementlar massasining chiziqli tezligi $\upsilon_i = \omega r_i$ bo'lgani uchun bu tezlik o'zgarmas radiusda faqat ω o'zgarganda o'zgarishi mumkin:

$$\Delta \upsilon_i = \Delta \omega r_i$$

Bu formuladan $\Delta \omega = \dfrac{\Delta \upsilon_i}{r_i}$ ekanligini aniqlaymiz. Bu ifodadan Δm_i ning burchak tezlanishini topamiz:

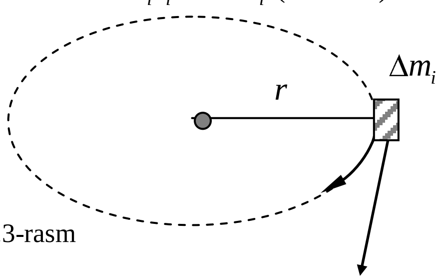
$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{1}{r_i} \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \upsilon_i}{\Delta t} = \frac{1}{r_i} a_i$$

Bu yerda $a_i = \varepsilon r_i$ ekanligini aniqlaymiz. Bu ifodani (5.2) ga qo'ysak quyidagi munosabat hosil bo'ladi:

$$\Delta F_i \cdot r_i = \Delta m_i \cdot r_i^2 \varepsilon \qquad (5.3)$$

$\Delta F_i r_i = \Delta M_i$ - aylantiruvchi kuch momenti. $\Delta m_i r_i^2 = \Delta J_i$ (5.3-rasm) deb belgilaymiz.

$$\Delta J_i = \Delta m_i \cdot r_i^2$$



5.3-rasm

Demak, $\Delta M_i = \Delta J_i \varepsilon$

ΔJ_i -elementar massa Δm_i ning inertsiya momenti deb ataladi. ΔM_i ning summasi quyidagicha barobar:

$$M = \sum_i \Delta M_i = \varepsilon \sum_i \Delta J_i = J\varepsilon \qquad (5.4)$$

$M = \sum_i \Delta M_i$ -jismga qo'yilgan aylantiruvchi moment, $J = \sum_i \Delta J_i$ -jismning to'la inertsiya momenti.

Demak $M = J\varepsilon$ (5.5) -aylanish dinamikasining asosiy qonuni.

Inertsiya momenti (to'g'ri chiziqli harakatdagi massa kabi) jismning aylanish harakatidagi inertsiya xususiyatini anglatadi.

Lekin, aylanish o'qi qayerdan o'tishiga qarab inertsiya momenti ham xar xil bo'lishi mumkin, massa esa o'zgarmas.
Inertsiya momenti birligi $[kg \cdot m^2]$.

Agar $M = const$ va $J = const$ bo'lsa, u holda $M = J\dfrac{\omega_0 - \omega}{\Delta t}$ va $M\Delta t = J\omega_0 - J\omega$

($F\Delta t = m\upsilon_0 - m\upsilon$ ni eslaymiz) vaqt ichida ω, ω_0 dan ω, gacha o'zgaradi.

$M\Delta t$ kuch momentining impulsi (analog $F\Delta t$).

$I\omega$ - harakat miqdori momenti (analog $m\upsilon$)

Demak - ma'lum vaqt oralig'idagi harakat miqdorining o'zgarishi shu vaqt ichidagi kuch momentining impulsiga teng - bu harakat miqdori momentining o'zgarishi qonunidir.

Mavzu: Saqlanish qonunlari. Kuch impuls va jism impuls. Mexanik ish. Potensial va kinetik energiya.

Reja:

1. Impulsning saqlanish qonuni
2. Energiya, ish va quvvat
3. Mexanik energiya
4. Energiyaning saqlanish qonuni
5. Jismlarning absalyut elastik va noelestik urilishi

Impuls.Impulsning saqlanish qonuni. Biror sistema tarkibidagi xar bir jismga ichki va tashqi kuchlar ta'sir etishi mumkin. Jismlarning o'zaro bir birlariga ko'rsatayotgan ta'sir kuchlari ichki kuchlarni tashkil qiladi. Sistemadagi jismlarning sistemadan tashqaridagi jismlar bilan o'zaro ta'sirlanishi natijasida vujudga keluvchi kuchlar tashqi kuchlar bo'ladi.

Nyutonning ikkinchi qonunini i - tartib nomerli jismga tadbiq etib, quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d\vec{P}_i}{dt} = \vec{f}_i + \vec{F}_i \qquad (4.1)$$

bunda P_i - i - tartib nomerli jismning impulsi, $\vec{f}_i$ va $\vec{F}_i$ shy jismga ta'sir etayotgan ichki va tashqi kuchlarning mos ravishdagi yig'indilari.

(4.1) ni sistemadagi barcha jismlar uchun quyidagicha yozamiz:

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = \vec{f}_1 + F_1$$

$$\frac{d\vec{P}_2}{dt} = \vec{f}_2 + \vec{F}_2$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$\frac{d\vec{P}_n}{dt} = \vec{f}_n + \vec{F}_n$$

Yuqoridagi tenliklarni xadma - xad qo'shib chiqsak

$$\frac{d}{dt}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \ldots + \vec{P}_n) = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \ldots + \vec{f}_n + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \ldots + \vec{F}_n \qquad (4.2)$$

hosil bo'ladi. (4.2) da $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \ldots + \vec{P}_n = \vec{P}$ kattalik sistemaning to'la impulsini ifodalaydi. (4.2) ifodaga Nyutonning uchinchi qonunini tatbiq etib ya'ni sistemadagi jismlarning bir-birlariga ko'rsatayotgan o'zaro ta'sir kuchlari miqdor jixatidan teng va yo'nalishlari bo'yicha qarama-qarshi ekanligini e'tiborga olib, hamma ichki kuchlarning yigindisi 0 ga teng degan xulosaga kelamiz. Yuqoridagilarni hisobga olgan holda (4.2) ni quyidagicha yozamiz.

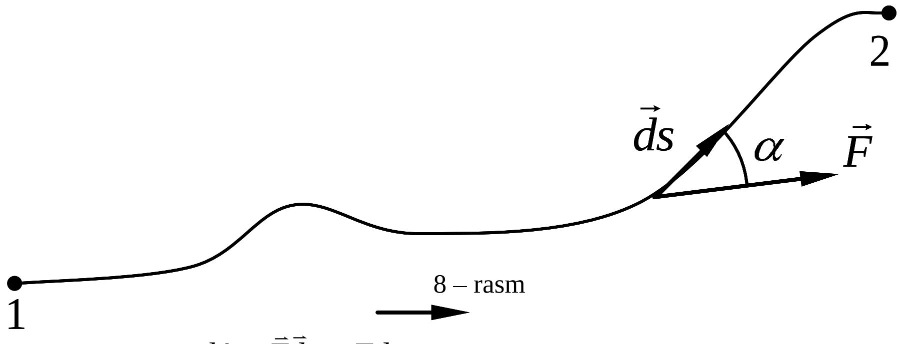
$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n = \sum \vec{F}_i \qquad (4.3)$$

Sistemaning to'la impulsidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila sistemadagi jismlarga ta'sir etayotgan tashqi kuchlariing yig'indisiga teng ekan. Agar sistemadagi jismlarga xech qanday tashqi kuchlar ta'sir etmasa, ya'ni sistema berk sistemadan iborat bo'lsa yoki tashqi kuchlarning yig'indisi 0 ga teng bo'lsa, (4.3) quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = 0 \quad \text{yoki} \quad \vec{P} = const \qquad (4.4)$$

formuladan ko'rinadiki, sistemaning to'la impulsi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi va qymatini saqab qoladi.

Ish va quvvat. Biror jism kuch tasirida bir nuqtadan ixtiyoriy trayektoriya bo'yicha ikkinchi nuqtaga ko'chirilgan bo'lsin. Umuman kuch 1 nuqtadan 2 nuqtagacha bo'lgan oraliqda, ham son qiymati bo'yicha, ham yo'nalishi bo'yicha o'zgarishi mumkin. Masofani fikran cheksiz miqdordagi juda kichkina bo'lakchalarga bo'laylik. Har bir ds bo'lakcha shu darajada kichikki, uni to'g'ri chizikdan iborat va ds uzunligida ta'sir etayotgan $\vec{F}$ kuch o'zgarmas qiymatga ega deb qarash mumkin. $\vec{F}$ kuchni shu kuch ta'sirida jismning $\vec{ds}$ ko'chish masofasiga skalyar ko'paytmasidan iborat kattalikka, $\vec{F}$ kuchning ko'chish masofasidagi bajargan elementar ishi deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:



8 – rasm

$$dA = \vec{F}\vec{ds} = Fds\cos\alpha \qquad (4.5)$$

bunda α - kuch va ko'chish yo'nalishi orasidagi burchak.

Biror yo'lda bajarilgan ish va shu yo'lning barcha kichik qismlarida bajarilgan elementlar ishlar yiqindisiga teng, yani ish additiv kattalik. Shuning uchun jisimni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishning to'la miqdori quyidagicha yozilishi mumkin:

$$A = \int_1^2 F\cos\alpha ds \qquad (4.6)$$

Jism o'zgarmas kuch tasirida to'g'ri chiziqli traektoriya bo'yicha ko'chayotgan bo'lsa, hususiy holda s masofada bajarilgan ish

$$A = Fs\cos\alpha \qquad (4.7)$$

Agar kuch yo'nalishi bilan ko'chish yo'nalishi bir xil bo'lsa, (4.7) ifoda yanada oddiy ko'rinishga ega bo'ladi:

$$A = Fs \qquad (4.8)$$

Vaqt birligida bajarilgan ish quvvat deb ataladi, yani

$$P = \frac{dA}{dt} \qquad (4.9)$$

bunda dA - elementlar ish, dt -elementar dA ishni bajarish uchun ketgan vaqt. .

(4.5) ifoda bo'yicha dA ning qiymati ni (4.9) munosabatga keltirib qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz.

$$p = F\frac{ds}{dt}\cos\alpha = F\upsilon\cos\alpha = \vec{F}\vec{\upsilon} \qquad (4.10)$$

Demak, quvvat tasir etayotgan $\vec{F}$ kuchni shu kuch tasirida jism olgan $\vec{\upsilon}$ tezligiga skalyar ko'paytmasiga teng ekan. (4.8) va (4.9) formulalardan foydalanib, ish va quvvatning SI sistemasidagi birliklari bilan tanishib chiqaylik. Ish birligi qilib ko'chish yo'nalishida ta'sir qiluvchi 1 Nyuton kuchning 1 metr masofada bajargan ishi qabul qilingan va uni joul (J) deb ataladi. quvvat birligi qilib, 1 sekund vaqt ichida 1 joul ish bajaradigan mexanizimning quvvati qabul qilingan va bu birlikka vatt (Vt) deb nom berilgan.

Kinetik va potentsial energiya. Jismning yoki jismlar sistematining ish bajara olish qobiliyatini energiya deb ataluchchi fizik kattalik orqali ifodalanadi. Mexanik energiya kinetik va potentsial energiyalardan iborat bo'ladi. Kinetik energiyaning mazmuniga tushunish uchun massasi m ga teng, moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan jism tezligini F kuch ta'sirida υ_1 dan υ_2 gacha orttirishdagi bajarilgan ishni hisoblaylik. Jismning elementar kesmada siljitishdagi kuchining bajargan ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$dA = \vec{F}d\vec{\ell} = m\vec{a}d\vec{\ell}. \qquad (4.11)$$

Jism harakatining $\vec{a}$ tezlanishini tangentsial va normal tashkil etuvchilarga ajratib, (4.11)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$dA = m(\vec{a}_t + \vec{a}_n)d\vec{\ell} = m\vec{a}_t d\vec{\ell} + m\vec{a}_n d\vec{\ell} \qquad (4.12)$$

lekin tezlanishning normal tashkil etuvchisi $\vec{a}$ siljish yo'nalishiga doimo tik ekanligini e'tiborga olsak, ularning skalyar ko'paytmasi $\vec{a}_n d\vec{\ell} = 0$.

Shuning uchun (4.12) ni

$$dA = m\vec{a}_t d\vec{\ell} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}d\vec{\ell} = m\frac{d\vec{\ell}}{dt}d\vec{\upsilon} = m\vec{\upsilon}d\vec{\upsilon} \qquad (4.13)$$

ko'rinishda yozish mumkin

Jism tezligining v_1 dan v_2 gacha ortishidagi ishni quyidagicha hisoblaymiz:

$$A = \int_{v_1}^{v_2} mvdv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = \frac{P_2^2}{2m} - \frac{P_1^2}{2m} \qquad (4.14)$$

Agar boshlangich tezlik, $\upsilon_1 = 0$ bo'lsa, u xolda quyidagi ifodaga ega bo'lamiz;

$$A = \frac{m\upsilon^2}{2} - 0$$

Demak, bajarilgan ish jism massasiga va uning tezligi (impulsi) ga boqliq bo'lgan kattalikning o'zgarishiga teng ekan. Bu kattalikka jismning kinetik energiyasi deb ataladi:

$$E_л = \frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{P^2}{2m} \qquad (4.15)$$

Kinetik energiyaga ega bo'lgan jism ish bajarish qobiliyatiga ega. Shuning uchun kinetik energiyani quyidagicha ta'riflash mumkin: kinetik energiya jismning harakatdagi (tezligi v ga teng) energiyasi bo'lib, u son jixatidan tezlikni υ dan no'lgacha kamaytirilishidagi shu jismning bajara olishi mumkin bo'lgan to'la ishiga tengdir. Jismni tashkil etuvchi zarralar (molekulalar, atomlar)ning yoki sistemaga kiruvchi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlarini mutlaqo yo'qolguncha (yoki boshqa toifadagi kuchlar bilan to'la ravishda muvozanatlashguncha), shu kuchlarning bajarishi mumkin bo'lgan to'la ishga son jixatdan teng bo'lgan kattalikka potentsial energiya deb ataladi. Ba'zi misollarni ko'rib chiqaylik. Cho'zilgan prujinaning potentsial energiyasi deformatsiyaning mutlaqo yo'qolgunicha elastiklik kuchining bajargan ishiga tengdir, ya'ni

$$E_P = A = -\int_X^0 kxdx = \frac{1}{2}kx^2 \qquad (4.16)$$

Prujina x kattalikka qisilganda ham (4.16) orqali aniqlanuvchi potentsial energiya vujudga keladi. Demak, prujinaning cho'zilishida yoki qisilishida yuzaga kelayotgan potensial energiya prujina tarkibidagi zarrachalarning bir-biridan uzoqlashishi yoki bir-biriga yaqinlashishi va sho'nga mos ravishda ular orasida o'zaro tortishish yoki itarishish kuchlarning hosil bo'lishi natijasidir. Yana bir misol tarikasida Yerning tortishish maydoniga joylashgan jismning potensial energiyasini hisoblab chiqamiz. Berilgan nuqtadagi jismning potensial energiyasi jismni shu nuqtadan cheksizlikka ko'chirishdagi tortishish kuchining ishiga teng, ya'ni

$$E_P = -\int_r^\infty \gamma\frac{M_{yee}m}{r^2}dr = -\gamma M_{yee}m\int_r^\infty \frac{dr}{r^2} = -\gamma\frac{M_{yee}m}{r} \qquad (4.17)$$

Yerning tortishish maydoniga joylashtirilgan jismning potensial energiyasi jism Yer markazidan uzoqlashgan sari ortib boradi. Jism Yer markazidan cheksiz uzoqlashganda esa potentsial energiya o'zining eng katta qiymatiga erishadi. Ikkinchi tomondan, (4.17) ga asosan $r \to \infty$ da $E_P \to 0$

Energiyaning saqlanish qonuni. Moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan N ta jismdan iborat bo'lgan sistemaga xech qanday tashqi kuchlar ta'sir etmayotgan bo'lsin. Biz bunday berk sistemaning to'la impulsi hamma vaqt o'zgarmas kattalikdan iborat bo'lib qolishini ko'rib chiqqan edik. Endi sistemaning to'la mexanik energiyasi bilan tanishaylik.

Sistemadagi jism massalarini $m_1, m_2, ..., m_N$ xar bir jismning fazodagi vaziyatini aniqlovchi radius-vektorlarni $\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_N$ va xar bir $i-$jismga sistemadagi boshqa jismlarning kursatayotgan ta'sir kuchlarini $\vec{F}_{i1}, \vec{F}_{i2}, ..., \vec{F}_{i(i-1)}, \vec{F}_{i(i+1)}, ... \vec{F}_{iN}$ deb belgilaylik va bu kuchlar faqat konservativ kuchlardan iborat bo'lsin. $i-$jism uchun Nyutonning ikkinchi qonunini tatbiq etilsa quyidagi ifodaga ega bo'linadi:

$$m_i \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt} = \vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + ... + \vec{F}_{i(i-1)} + \vec{F}_{i(i+1)} + ... + \vec{F}_{iN}$$

(4.18)

Kuzatilayotgan $i-$jism shu ta'sir etayotgan kuchlar tufayli dt vaqt ichida $d\vec{r}_i$ ga siljigan bo'lsin. (4.18)ning ikkala qismini $d\vec{r}_i$ ga skalyar ko'paytiramiz:

$$dr_i m_i \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt} = (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + ... + \vec{F}_{iN})\ d\vec{r}_i$$

va bundan $d\vec{r}_i = \vec{\upsilon}_i dt$ ekanligini e'tiborga olib yuqoridagi formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$m_i \vec{\upsilon}_i d\vec{\upsilon}_i = (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + ... + \vec{F}_{iN})\ d\vec{r}_i \qquad (4.19)$$

formula faqat i -jism uchun yozilgan. Bunday formulalarni sistemadagi barcha jismlar uchun yozib, ularni mos ravishda qo'shib chiksak:

$$\sum_{i=1}^{N} m_i \vec{\upsilon}_i d\vec{\upsilon}_i - \sum (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + ... + \vec{F}_{iN}) d\vec{r} = 0 \qquad (4.20)$$

hosil bo'ladi.

Ma'lumki, $m_i \vec{\upsilon}_i d\vec{\upsilon}_i - i -$ jism kinetik energiyasining, $\sum_{i=1}^{N} m_i \vec{\upsilon}_i d\vec{\upsilon}_i$ esa sistema kinetik energiyasining o'zgarishini ifodalaydi.

$(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + ... + \vec{F}_{iN}) d\vec{r}_i - i -$ jismga ta'sir qilayotgan konservativ kuchlarning bajargan ishi bo'lib, bu kattalik ikkinchi tomondan jism potentsial energiyasining o'zgarishiga teng.

Kuzatilayotgan xolda ish musbat kattalikdan iborat bo'lib, bu jism potentsial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi, shuning uchun

$$-(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + ... + \vec{F}_{iN}) d\vec{r}_i = dE_p$$

va (4.20)ning ikkinchi xadi sistema potentsial energiyasining o'zgarishini ifodalaydi. Natijada (4.20) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$dE_k + dE_p = 0, d(E_k + E_p) = 0, \text{ёки} E_k + E_p = const, \qquad (4.21)$$

bunda E_k + E_p - sistemaning to'la mexanik energiyasi. (4.21) formuladan quyidagi muhim xulosaga kelishimiz mumkin: berk sistemada faqat konservativ kuchlar mavjud bo'lsa, sistemaning to'la mexanik energiyasi o'zgarmas qiymatga ega bo'lib qoladi,bu mexanik energiyaning saqlanish qonunidir.

Mexanik energiyaning saqlanish qonuni xar qanday inertsial sanoq sistemasida bajariladi. Berk sistemadagi kuchlar faqat konservativ kuchlardan iborat bo'lganda (4.21) ga asosan

$$dE_k = -dE_p$$

ya'ni kinetik energiya faqat potensial energiyaning kamayishi hisobiga hosil bo'lishi mumkin. o'z-o'zidan ravshanki, sistemaning kinetik energiyasi nolga teng, potentsial energiyasi esa o'zining eng kichik qiymatiga ega bo'lgan xolda xech qanday harakat sodir bo'lmaydi. Sistemaning bunday holati turg'un muvozanatli holat deb ataladi.

Agar berk sistemada konservativ kuchlardan tashqari nokonservatir kuchlar misol uchun ishqalanish kuchlari ham mavjud bo'lsa, sistemaning to'la energiyasi vaqt o'tishi bilan kamayib boradi Buniig hisobiga nomexanik turdagi energiyalar, masalan, issiqlik yoki kimiyoviy, elektromagnit maydon energiyalari va boshqalar vaqt o'tishi bilan ortib boradi. Lekin energiyaning hamma turlarining yig'indisi vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi.

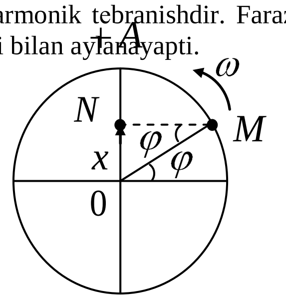
Demak, harqanday berk sistemada energiya xech qachon yangidan paydo bo'lmaydi va xech qachon yo'qolib ham ketmaydi, faqat energiya bir turdan ikkinchi turga o'tib turadi. Bu energiyaning saqlanish qonuni bo'lib, fizikaning eng asosiy va umumiy qonunlaridan biridir.

Mavzu: Erkin va majburiy tebranishlar amplitudasi, davri, chastota. Mexanik to'lqinlar. Ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar.

Reja:

1. Garmonik tebranishlar va ularning harakteristikalari.
2. Purjinali va matematik mayatniklar
3. To'lqinlar
4. To'lqin xarakteristikalari, to'lqinlarning qaytishi va sinishi

Agar sistema o'z muvozanat holatidan chetlanib yana shu holatiga qaytib kelsa, va harakat har doim qaytalanib turaversa, bunday harakatga tebranma harakat deyiladi. Agar qaytib kelish jarayoni bir xil vaqt oralig'ida yuz berib tursa, bunday tebranishga davriy tebranish deb ataladi. Tebranma harakat tabiatda juda ko'p tarqalgan va har xil buladi, lekin uning eng oddiysi - garmonik tebranishdir. Faraz qilaylik M material nuqta soat strelkasiga qarshi A radiusli aylanada ω burchak tezligi bilan aylanayapti.



6.1-rasm

M ning vertikal o'qqa proektsiyasi N bo'lsa, u holda N O markaz atrofida tebranib turadi. Agar ON siljishni x deb belgilansa, u holda $x = ASin\varphi$ deb yozishimiz mumkin. $\varphi = \omega t$ bulganligi uchun $x = ASin\omega t$ buladi.

Bundan tashqari $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ bo'lganligi uchun yuqoridagi ifodani quyidagicha yozish mumkin.

$$x = ASin\frac{2\pi}{T}t$$

yoki

$$x = ASin2\pi\nu t \qquad (6.1)$$

A - amplituda, ν - chastota.

Bular garmonik tebranishlarning tenglamalaridir. Demak sinus yoki cosinus qonuniyatlari bilan yuz beradigan tebranishlarni garmonik tebranishlar deb atash mumkin. Bunda $\varphi = \omega t$ -faza deb ataladi va u siljishning istalgan paytdagi qiymatini aniqlaydi. Boshqacha aytganda, faza tebranayotgan sistemaning holatini belgilaydi.

N nuqtaning tebranish tezligi quyidagi ifoda orqali aniqlanadi:

$$\upsilon = \frac{dx}{dt} = \omega ACos\omega t = \omega ASin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \qquad (6.2)$$

Demak υ vaqtga bog'liq, boshqacha aytganda, bunday tebranish tezlanishga ega:

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = -\omega^2 ACos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \omega^2 ASin(\omega t + \pi) = -\omega^2 ASin\omega t = -\omega^2 x \qquad (6.3)$$

Demak, tebranishlarning fzalari farqi harxil: tezlikning tebranishi siljishga qaraganda $\frac{\pi}{2}$ ga ilgarilab ketadi, tezlanish esa teskari fazada yuz beradi:

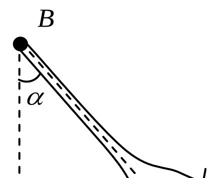
Yuqorida ko'rdikky, tebranishlarning tezlanishi vaqtga bog'liq ekan, demak, tebranishni yuzaga keltirayotgan F kuch ham vaqtga bog'liq:

$$F = ma = -m\omega^2 x = -kx \qquad (6.4)$$

bu yerda $k = m\omega^2$. Demak, F siljishga qarama-qarshi yo'nalgan. Demak garmonik tebranishlar siljishga proportsional, lekin unga qarama-qarshi yo'nalgan kuchlarni yuzaga keltirar ekan. Bu kuch M nuqtani har doim muvozanat holatiga tortadi. Elastik kuchlar ham shunday yo'nalgan bo'lganligi uchun bunday kuchlarni kvazielastik kuchlar deb atash mumkin. Agar nuqtaning massasi m va k ma'lum bo'lsa:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (6.5) \qquad \text{va} \qquad T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (6.6)$$

Fizikaviy mayatnik.



6.3-rasm

Tortish kuchi ta'sirida tebranayotgan qattiq jismga fizikaviy mayatnik deb ataladi. P ta'sirida mayatnikning og'irlik markazi CD yoyni chizadi. Mayatnik o'ngga siljisa α ni musbat, chapga siljisa α ni manfiy deb hisoblaymiz. Shunda kvazielastik (orqaga qaytaruvchi) kuch teng:

$$F=-PSin\alpha=-mgSin\alpha \qquad (6.7)$$

Agar α kichik bo'lsa, $Sin\alpha\approx\alpha$ bo'ladi va $F=-mg\alpha=-mg\frac{x}{\ell}$, $x=OC$, $\ell=BC$ -mayatnik uzunligi.

Demak, fizik mayatnikni orqaga qaytaruvchi kuch ham kvazielastik kuch ekan. Shuning uchun ham tebranish garmonik bo'ladi. Aylanish dinamikasining asosiy qonuniga binoan: $M=F\ell=J\varepsilon$

J -mayatnikning osilgan nuktasiga nisbatan inertsiya momenti.

ε -burchak tezlanish. Shunda:

$$F=\frac{J\varepsilon}{\ell} \qquad (6.8)$$

Lekin, $\varepsilon=\frac{a}{\ell}$ bulgani uchun. $F=\frac{Ja}{\ell^2}=-\frac{J}{\ell^2}\omega^2x$ (6.9)

Demak, ikkala formulani solishtirib quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$\left(-mg\frac{x}{\ell}=-\frac{J\omega^2x}{\ell^2}\right) \quad mg\ell=J\omega^2\rightarrow\omega=\sqrt{\frac{mg\ell}{J}}, \qquad (6.10)$$

va $T=\frac{2\pi}{\omega}=2\pi\sqrt{\frac{J}{mg\ell}}$; (6.11). Agar fizik mayatnikni massasining asosiy qismi og'irlik markazida bo'lsa, uni matematik mayatnik deb qarash mumkin. Uning inertsiya momenti quyidagiga teng:

$$J=m\ell^2 \qquad (6.12)$$

Shunda matematik mayatnikning davri $T=\sqrt{\frac{m\ell^2}{mg\ell}}=2\pi\sqrt{\frac{\ell}{g}}$; bu formula kichik bo'lganda o'rinlidir. Tebranishda matematik mayatnikning kinetik va potentsial energiyalari davriy ravishda bir-biriga aylanib turadi. Ularning yig'indisi to'la energiyani beradi:

$$W=W_k+W_p \qquad (6.13)$$

$$W_k=\frac{m\upsilon^2}{2}=\frac{m}{2}\omega^2A^2Sin^2\left(\omega t+\frac{\pi}{2}\right)=\frac{m}{2}\omega^2A^2Cos^2\omega t$$

$W_p=\frac{kx^2}{2}=\frac{k}{2}A^2Sin^2\omega t$, lekin $k=m\omega^2$ bo'lgani uchun $W_p=\frac{m}{2}\omega^2A^2Sin^2\omega t$

$$W=\frac{m\omega^2A^2}{2}\left(Cosn^2\omega t++\right)=\frac{m\omega^2}{2}A^2 \qquad (6.14)$$

Demak, $W=const$ va ~ A^2

Mavzu: Tovush to'lqinlari. Tovush tezligi. Tovushning qattiqligi va balandligi. Ultrat.

Reja:

1. Tovush to'lqinlari
2. Tovush tezligi
3. Tovushning qattiqligi va boshqa xarakteristikalar

4. Tovush to'lqinlar uchun Doplet effekti
5. Ultratovushlarning qo'llanilishi

Agar biror elastik muhitga tebranayotgan jism joylashtirilsa, u bilan qo'shni zarrachalar ham tebranma harakat qila boshlaydi. Bu zarralarning harakati ulardan keyin joylashgan zarrachalarni tebrata boshlaydi va hokazo. Biroz vaqtdan so'ng butun elastik muhit tebranma harakatga keladi. Demak, zarracha asosiy tebranayotgan jismdan qanchalik uzoh joylashsa, uning tebranishi shunchalik kech boshlanadi, boshkacha aytganda, zarrachalar har xil fazada tebranadilar. Tebranma harakatni muhida tarqalishiga to'lqin deb ataladi. To'lqin jarayoniga misol sifatida suv yuziga tushgan toshdan tarqaladigan to'lqinlarni olish mumkin. To'lqinning tarqalish yo'nalishiga nur deyiladi. Agar muhit zarralari nurga perpendikulyar ravishda tebransa, bunday to'lqinga ko'ndalang to'lqin deyiladi, agar zarralar nurga parallel ravishda tebransa, bunday to'lqinlarga bo'ylama to'lqinlar deyiladi. Ko'ndalang to'lqinga misol sifatida suv yuzidagi to'lqinni, bo'ylama to'lqinga misol sifatida tovush to'lqinlarini keltirish mumkin.

Mexanik to'lqinlarning muhitda tarqalish tezligi shu muhitning elastik xossalariga va zichligiga bog'liq:

$$\upsilon = \sqrt{\frac{x}{\rho}} \qquad (7.1)$$

Bu formulada χ-muhitning elastik xossasi bilan bog'liq koeffitsient. ρ-muhitning zichligi. Xususiy holda, qattiq jismdagi bo'ylama to'lqinlar uchun $x \approx E$; ko'ndalang to'lqinlar uchun $x \approx 0{,}4E$ (E-Yung moduli)

To'lqin jarayonida qatnashayotgan zarrachalarning siljishi x va bu zarralarning tebranishlar manbai joylashgan O nuqtagacha bo'lgan masofa y o'rtasidagi munosabatni istalgan vaqt uchun qanday bo'lishini aniqlaymiz.

Aniqlik uchun ko'ndalang to'lqin uchun fikr yuritamiz. Faraz qilaylik, manbaning tebranishlari garmonik bo'lsin:

$$x = ASin\omega t \qquad (7.2)$$

bu erda A-tebranish amplitudasi, ω- burchak chastota. Manbada tebranishlar boshlangandan so'ng muhitning boshqa nuqtalari ham xuddi shunday amplituda va chastota bilan tebrana boshlaydilar, faqat biroz vaqt kechikib. Natijada 7.1-rasmda ko'rsatilgan sinusoidal to'lqin paydo bo'ladi.

Bu to'lqin grafigi tebranishlar tenglamasi (7.2) ni eslatadi, lekin ularning farqi bor. Tebranishlar tenglamasi berilgan zarraning istalgan t vaqtdagi siljishini belgilaydi. To'lqin grafigi esa berilgan t vaqt uchun istalgan (hamma) zarrachalarning x siljishi manbagacha bo'lgan y masofaga qanday bog'liq ekanligini bildiradi.

Tebranishlar manbasi joylashgan O nuqtadan y masofadagi uzoqlikda joylashgan A nuqtaning tebranishini ko'rib chiqaylik. Agar O zarracha t sek avval tebranishni boshlagan bo'lsa, u holda A zarracha $(t-\tau)$ sek tebranayotgan bo'ladi, bu erda τ- tebranishlarning O nuqtadan A nuqtagacha tarqalish vaqti, boshqacha aytganda $\tau = \frac{y}{\upsilon}$. U holda A zarrachaning tebranish tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$x = ASin\omega\left(t - \frac{y}{\upsilon}\right) \qquad (7.3)$$

(7.3) munosabat to'lqinning istalgan nuqtasining istalgan vaqtdagi siljishinin aniqlashga imkon beradi va u to'lqin tenglamasi deb ataladi. Bu erda sinusning argumenti $t - \frac{y}{\upsilon}$ to'lqinning fazasi deb ataladi. λ bir xil fazada tebranadigan bir - biriga eng yaqin ikki qo'shni do'nglik orasidagi masofani (7.1-rasm) bildiradi va to'lqin uzunligi deb ataladi.

To'lqin uzunligi $\lambda = \upsilon T = \frac{\upsilon}{\nu}$ bo'lganligi uchun (bu erda ν - chiziqli chastota, T - tebranish davri) (7.3) tenglamaga $\upsilon = \frac{\lambda}{T}$ ni qo'ysak va $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ ekanligini hisobga olsak, to'lqin tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$x = ASin2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda}\right) = ASin2\pi\left(\nu t - \frac{y}{\lambda}\right) = ASin\left(\omega t - 2\pi\frac{y}{\lambda}\right) = ASin(\omega t - ky) \qquad (7.4)$$

Bu erda $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ to'lqin soni deb ataladi va u 2π masofada nechta to'lqin uzunligi joylashganini bildiradi.

To'lqin tarqaganda zarrachalar tebranganligi uchun to'lqinning energiyasi bo'ladi va u to'lqin bilan birga tarqaladi. Yuza birligidan vaqt birligida o'tadigan energiya miqdori to'lqinning intensivligi (yoki energiya oqimining zichligi) deb ataladi. Uni I bilan belgilaymiz. Muhitning 1sm^3 hajmda har birining massasi m bo'lgan

n_0 ta zarracha bor deylik(7.2-rasm). Har bir zarracha garmonik tebranishning to'la energiyasi bo'lganligi uchun $W = A^2 \dfrac{m\upsilon^2}{2}$ birlik hajmdagi zarrachalarning to'la tebranish energiyasi quyidagiga teng bo'ladi.:

$$E = n_0 \cdot W = n_0 \frac{m\omega^2}{2} A^2 = \frac{\rho\omega^2 A^2}{2} \qquad (7.5)$$

Bu erda $\rho = mn_0$ -muhitning zichligi, ω - burchak chastota, A-to'lqin amplitudasi. 1sm^2 yuzadan 1 sekund ichida o'tayotgan energiya yuzasi 1sm^2 va uzunligi υ ga teng to'g'ri burchakli parallepiped ichida joylashgan bo'ladi va to'lqinning intensivligi I ga teng:

$$I = E \cdot \upsilon = \frac{1}{2} \rho\upsilon\omega^2 A^2 \qquad (7.6)$$

7.2-rasm

Demak, to'lqinning intensivligi muhitning zichligiga, uning tezligiga, chastota kvadratiga va amplituda kvadratiga proportsional ekan.

*Fazaviy va guruhli tezlik.*Sinusoidal (garmonik) to'lqinning tarqalish tezligi υ fazaviy tezlik deb ataladi. Faza $\Phi = \omega t - ky$ bo'lganligi uchun, fazasi $\Phi = const$ bulgan ma'lum siljishning koordinata bo'ylab vaqt bo'yicha tarqalish tezligini topamiz: F=0 bulganligi uchun, $\Phi = \omega - ky = \omega - k\upsilon = 0$ buladi, bundan fazaviy υ tezlik barobar:

$$\upsilon = \frac{\omega}{k} \qquad (7.7)$$

Agar to'lqin sinusoidal bo'lmasa, u chastotalari $\Delta\omega$ intervalda yotgan birqancha sinusoidal to'lqinlarning yig'indisidan (superpozitsiyasidan) iborat bo'lsa, u holda bu to'lqin sug (paket) ko'rinishida bo'ladi (7.3-rasmga qarang).

Bunday to'lqin uchun fazaviy tezlikdan tashkari yana boshqa, gruppali tezlik tushunchasi ham kiritiladi. Gruppali tezlik sug yordamida fazoda energiyaning tarqalish tezligini bildiradi. Bu tezlik sug amplitudasini fazodagi tezligini anglatadi va u quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$U = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \qquad (7.8)$$

Bu erda Δk -tulkin sonlarining kengligi.

Mavzu: Purjinaga osilgan yukning tebranishlari. Tebranma harakatlarda energiyaning aylanishi. To'lqin uzunligi. To'lqin uzunligining tebranish davri va chastotasiga bog'liqligi.

Reja:

1. Purjinaga osilgan yukning tebranishlari.
2. Tebranma harakatlarda energiyaning aylanishi.
3. To'lqin uzunligi.
4. To'lqin uzunligining tebranish davri va chastotasiga bog'liqligi**.**

To'lqin uzunligi $\lambda = \upsilon T = \dfrac{\upsilon}{\nu}$ bo'lganligi uchun (bu erda ν - chiziqli chastota, T - tebranish davri) (7.3) tenglamaga $\upsilon = \dfrac{\lambda}{T}$ ni qo'ysak va $\omega = \dfrac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ ekanligini hisobga olsak, to'lqin tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$x = ASin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda} \right) = ASin 2\pi \left(\nu t - \frac{y}{\lambda} \right) = ASin \left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda} \right) = ASin(\omega t - ky) \quad (7.4)$$

Bu erda $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ to'lqin soni deb ataladi va u 2π masofada nechta to'lqin uzunligi joylashganini bildiradi.

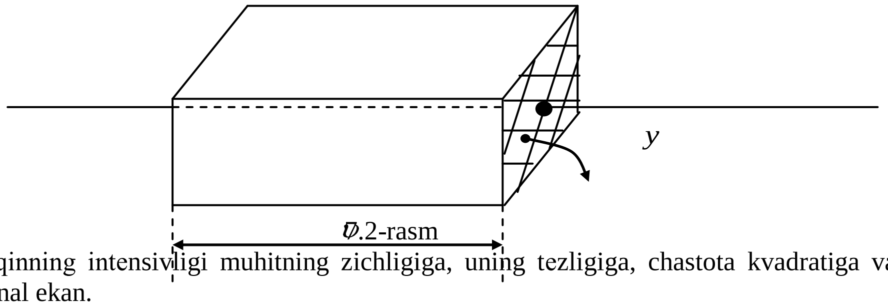
To'lqin tarqaganda zarrachalar tebranganligi uchun to'lqinning energiyasi bo'ladi va u to'lqin bilan birga tarqaladi. Yuza birligidan vaqt birligida o'tadigan energiya miqdori to'lqinning intensivligi (yoki energiya oqimining zichligi) deb ataladi. Uni I bilan belgilaymiz. Muhitning 1sm^3 hajmda har birining massasi m bo'lgan

n_0 ta zarracha bor deylik(7.2-rasm). Har bir zarracha garmonik tebranishning to'la energiyasi bo'lganligi uchun $W = A^2 \frac{m\upsilon^2}{2}$ birlik hajmdagi zarrachalarning to'la tebranish energiyasi quyidagiga teng bo'ladi.:

$$E = n_0 \cdot W = n_0 \frac{m\omega^2}{2} A^2 = \frac{\rho\omega^2 A^2}{2} \qquad (7.5)$$

Bu erda $\rho = mn_0$ -muhitning zichligi, ω - burchak chastota, A-to'lqin amplitudasi. 1sm^2 yuzadan 1 sekund ichida o'tayotgan energiya yuzasi 1sm^2 va uzunligi υ ga teng to'g'ri burchakli parallepiped ichida joylashgan bo'ladi va to'lqinning intensivligi I ga teng:

$$I = E \cdot \upsilon = \frac{1}{2}\rho\upsilon\omega^2 A^2 \qquad (7.6)$$



7.2-rasm

Demak, to'lqinning intensivligi muhitning zichligiga, uning tezligiga, chastota kvadratiga va amplituda kvadratiga proportsional ekan.

*Fazaviy va guruhli tezlik.*Sinusoidal (garmonik) to'lqinning tarqalish tezligi υ fazaviy tezlik deb ataladi. Faza $\Phi = \omega t - ky$ bo'lganligi uchun, fazasi $\Phi = const$ bulgan ma'lum siljishning koordinata bo'ylab vaqt bo'yicha tarqalish tezligini topamiz: F=0 bulganligi uchun, $\Phi = \omega - ky = \omega - k\upsilon = 0$ buladi, bundan fazaviy υ tezlik barobar:

$$\upsilon = \frac{\omega}{k} \qquad (7.7)$$

Agar to'lqin sinusoidal bo'lmasa, u chastotalari $\Delta\omega$ intervalda yotgan birqancha sinusoidal to'lqinlarning yig'indisidan (superpozitsiyasidan) iborat bo'lsa, u holda bu to'lqin sug (paket) ko'rinishida bo'ladi (7.3-rasmga qarang).

Bunday to'lqin uchun fazaviy tezlikdan tashkari yana boshqa, gruppali tezlik tushunchasi ham kiritiladi. Gruppali tezlik sug yordamida fazoda energiyaning tarqalish tezligini bildiradi. Bu tezlik sug amplitudasini fazodagi tezligini anglatadi va u quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$U = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \qquad (7.8)$$

Bu erda Δk -tulkin sonlarining kengligi.

Mavzu: Gazlarning termodinamik parametrlari. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari. Temperatura kinetik nazariy o'lchov.

Reja:

1. Molekulalarning xarakteristikalari.
2. Molekulaning kattaligi.
3. Ideal gaz va uning parametrlari
4. Molekulalararo o'zaro ta'sirkuchlari va energiyasi
5. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari.

Ideal gaz bosimining molekulyar kinetik nazariyasi.Gazning idish devorlariga beradigan bosimi molekulalarning xaotik harakati bilan bog'liq va ularning uzluksiz ravishda devorga urilib turishining natijasidir. Molekulalarning devorga urilish kuchi, albatta, uning tezligiga (yoki kinetik energiyasiga) bog'liq. Shuning uchun gazning bosim molekulalarning ilgarilama harakati o'rtacha kinetik energiyasi (E) ga bog'liq bulishi kerak:

$$P = \varphi(\overline{E}) \qquad (8.7)$$

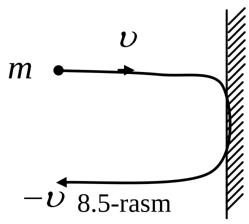
Ana shu munosabat ideal gazning kinetik nazariyasida chikariladi. Va u kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi deb ataladi. Bu tenglamani 1850 yillarda nemis fizigi Klauzius topgan. Klauzius tenglamasini keltirib chiqarishdan oldin molekulalarni moddiy nuqta deb qarashga kelishib olamiz. Ideal gazda bosim katta bo'lmaydi, shuning uchun molekulalar o'rtasidagi masofa molekulalarning diametriga qaraganda ancha katta bo'ladi. Shuning uchun ular o'rtasidagi tortishish va itarishish kuchlarini hisobga olmasa ham bo'ladi. Lekin ular to'qnashganda (o'zaro yoki devor bilan) absolyut elastik sharlarga o'xshab to'qnashadi, deb hisoblaymiz.

Bunday to'qnashuvda tezliklarning yo'nalishi o'zgaradi, qiymati esa o'zgarmaydi. Molekulalarning urtasidagi masofa katta bo'lganligi uchun ular asosan devor bilan to'qnashadilar. Ana shunday talablarga javob beradigan gaz ideal gaz deyiladi. Demak, ideal gaz molekulalari elastik moddiy nuqta kabi bo'lib, ular orasida tortishish kuchlari bulmaydi.

Faraz qilaylik, tomonlari a ga teng kubda n molekuladan iborat ideal gaz joylashgan, har bir molekulaning massasi m. Dekart koordinatalar sistemsini kub markaziga joylashtiramiz. Shunda molekulalar xaotik ravishda harakat qilayotganligi uchun ularning $\frac{1}{3}$ qismi y o'qi, $\frac{1}{3}$ qismi z o'qi bo'ylab harakat qiladi. Demak, har bir o'qqa parallel, $\pm$ yo'nalishda $n' = \frac{1}{3}n$ ta molekula harakatlanadi.

Shu molekulalarning υ tezlik o'ng devorga qarab ketayotganlarining harakatlarini kuzatamiz. Molekula devorga urilganda Δf kuch bilan Δt vaqt ichida ta'sir ko'rsatsin. Unda molekulaning devoriga berilgan kuch impulsi teng bo'ladi $\Delta f \Delta t$ ga. Bu esa o'z navbatida teng:

$$\Delta f \Delta t = m\upsilon - (-m\upsilon) = 2m\upsilon \qquad (8.8)$$



8.5-rasm

Δf juda qisqa vaqt davom etadi. Shuning molekulasi 1 sekund ichida devorga ko'rsatgan ta'sir kuchining o'rtacha qiymati $\Delta \bar{f}$, Δf dan ancha kichik bo'ladi.

Albatta o'rtacha $\Delta \bar{f}$ kuchning impulsi devorga 1 sekund ichida ta'sir qiluvchi Δf kuchlar impulslarining yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\Delta \bar{f} \cdot 1syk = \Delta f \cdot \Delta t \cdot k$$

k-molekulaning 1 sekund ichida o'ng devorga urilishlar soni. Ma'nosi bo'yicha k soni molekulaning 1 sekundda bosib o'tgan yo'lining 2a ga bo'linganligiga teng. 2a-molekulaning devorga ikki marta ketma-ket urilishlar o'rtasida bosib o'tgan yo'li. 1 sekund ichida molekula ν ga teng uzunlikni bosib o'tadi., shuning uchun $k = \frac{\upsilon}{2a}$, u holda;

$$\Delta \bar{f} = \Delta f \Delta t \frac{\upsilon}{2a} = 2m\upsilon \frac{\upsilon}{2a} = \frac{m\upsilon^2}{a} \qquad (8.9)$$

Bu ifoda bitta molekula uchun yozildi, lekin o'ng devorga n' ta molekula kelib uriladi. Shuning uchun o'ng devorga ta'sir qilayotgan to'la kuch n' ta molekulalarning ta'sir kuchlarining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$f = \sum_i^{n'} \Delta \bar{f} = \sum_i^{n'} \frac{m\upsilon_i^2}{a} = \frac{m}{a} \sum_i^{n'} \upsilon_i^2 \qquad (8.10)$$

bu erda $\upsilon_i = \upsilon_1, \upsilon_2, \upsilon_3, ...\upsilon_n$- molekulalar tezliklari. Bu ifodaning o'ng tarafini n' ga ko'paytiramiz va bulamiz:

$$f = \frac{m}{a} n' \frac{1}{n'} \sum_i^{n'} \upsilon_i^2 \qquad (8.11)$$

hosil bo'lgan $\frac{1}{n'} \sum_i^{n'} \upsilon_i^2$ ifoda ta'rif buyicha o'rtacha kvadratik tezlik U ning kvadratini bildiradi:

$U = \sqrt{\frac{\upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 + \upsilon_3 + ... + \upsilon_{n'}^2}{n'}}$ - o'rtacha kvadratik tezlik.

Demak, ; $f = \frac{mn'u^2}{a}$; f ni a^2 ga bo'lamiz va n' ning o'rniga $\frac{1}{3}n$ ni qo'yamiz: $\frac{f}{a^2} = \frac{mu^2}{a^3} \cdot \frac{1}{3}n$

$a^2 = S$ -o'ng devor yuzi va $a^3 = V$ -kub hajmi bo'lganligini hisobga olsak hosil bo'ladi:

$$\frac{f}{S} = \frac{1}{3}\frac{mnu^2}{V} \qquad (8.12)$$

Lekin $\frac{f}{S} = P$ -gazning devorga bosimi, $\frac{n}{V} = n_0$ -molekulalar zichligi.

Shuning uchun:

$$P = \frac{1}{3}mn_0u^2 = \frac{2}{3}n_0\frac{mu^2}{2} \qquad (8.13)$$

Lekin, $\frac{mu^2}{2} = \overline{E}$ -molekulaning o'rtacha kinetik energiyasidir.

Demak:

$$P = \frac{2}{3}n_0\overline{E} \qquad (8.14)$$

Bu ifoda ideal gaz kinetik nazariyasining asosiy tenglamasidir: gazning bosimi molekulalarning ilgarilama harakati o'rtacha kinetik energiyasiga proportsional ekan. Asosiy tenglamani bir mol gazning hajmi V_μ ga ko'paytiramiz:

$$PV_\mu = \frac{2}{3}n_0\overline{E}V_\mu \qquad (8.15)$$

$n_0V_\mu = N_A$ -Avogadro soni bo'lganligi uchun:

$$PV_\mu = \frac{2}{3}N_A\overline{E} \qquad (8.16)$$

Lekin Mendeleev-Klapeyron tenglamasi bo'yicha:

$$PV_\mu = RT$$

Shuning uchun $\frac{2}{3}N_A\overline{E} = RT$ va $\overline{E} = \frac{3}{2}\frac{R}{N_A}T = \frac{3}{2}kT$

$k = \frac{R}{N_A} = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\frac{J}{grad}$ - Boltsman doimiysi

Demak, $P = n_0kT$ (8.17)

ekan. Bu -asosiy tenglamaning boshkacha kurinishidir.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Bosim, temperatura, o'rtasha kvadratik tezlik, kush impulsi, molekula, atom, xaotik harakat, Avogadro soni, mol, ideal gaz, izotermik, izobarik, izoxorik, o'rtacha kinetik energiya.

Nazorat savollari

1. Molekula deganda nimani tushunasiz?
2. Molekulalarning issiqlik harakati tabiatini tushintiring?
3. Qattiq, suyuq va gaz xolatdagi moddani tashkil etuvchi molekulalar qanday issiqlik harakatlarda qatnashdi?
4. SI sistemasida modda miqdori qanday aniqlanadi?
5. Ideal gazning xolat tenglamasini tushintiring?
6. Ideal gaz kinetik nazariysining asosiy tenglamasi qanday ko'rinishga ega?

Mavzu: Ideal gaz holati tenglamasi izojarayonlari va ular uchun holat tenglamasi.

Reja:

1. Ideal gazning tajribaviy qonunlari.

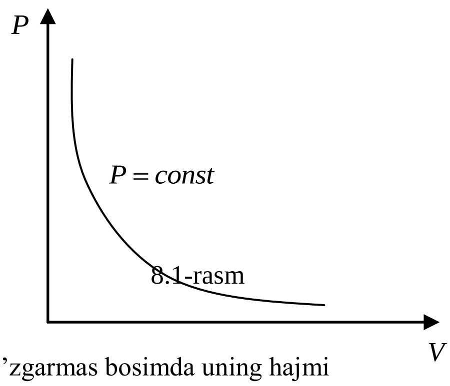
2. Izojarayonlar.
3. Holat tenglamasi
4. Klapeyron-Mendeleev tenglamasi.

Berilgan massali gazni holatini harakterlash uchun bosim P, hajm va temperatura kabi parametrlardan foydalaniladi. Agar gazning holati o'zgarmasa bu parametrlarning hammasi yoki bir qismi o'zgaradi. O'zgarmas temperaturada hajmning o'zgarishi bilan gazning bosimi o'zgarsa, bunday jarayonga izotermik jarayon deb ataladi. O'zgarmas bosimda temperatura ta'sirida hajm o'zgarsa. Bunday jarayonga izobarik jarayon deb ataladi.

O'zgarmas hajmda temperatura ta'sirida bosim o'zgarsa, bunday jarayonga izoxorik jarayon deyiladi. Ideal gazning holat tenglamasini o'rganishdan oldin, molekulyar-kinetik nazariya yaratilguncha topilgan bir necha gaz qonunlarini o'rganib chiqamiz.

Boyl-Mariott qonuni. Izotermik gaz jarayonlarini o'rganib turib ingliz olimi Boyl (1662y.) va frantsuz olimi Mariott (1667y.) quyidagi gaz qonunini yaratdilar: gazning berilgan massasi uchun o'zgarmas temperaturada gazning bosmi hajmiga teskari propartsionaldir.

$$PV = const \qquad (8.1)$$



8.1-rasm

Gey-Lyussak qonunlari:

a) Gazning berilgan massasi uchun o'zgarmas bosimda uning hajmi temperaturaga proportsional ravishda o'zgaradi (8.2-rasm):

$$V = V_0(1 + \alpha t) \qquad (8.2)$$

V_0 -gazning $0^0 C$ dagi hajmi, α -gazning hajmiy kengayish koeffitsienti, $\alpha = \dfrac{1}{273} град^{-1}$.

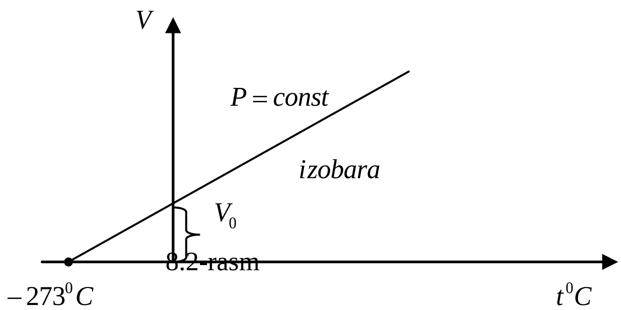
b) gazning berilgan massasi uchun uning bosimi o'zgarmas hajmda temperaturaga proportsional ravishda o'zgaradi (8.4-rasm):

$$P = P_0(1 + \gamma t) \qquad (8.3)$$

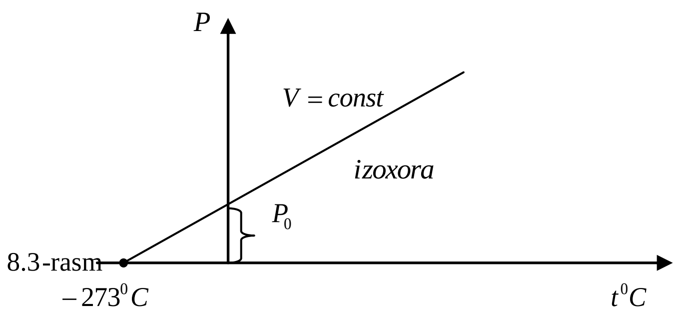
P_0 -gazning P_0 $0^0 C$ dagi bosimi, γ -bosimning termik koeffitsienti, $\gamma = \alpha = \dfrac{1}{273^0 C}$.

Absolyut temperatura va Selsiy shkalasi o'rtasida quyidagi munosabat mavjud:

$$T = t + 273{,}15^0 C$$



8.2-rasm



8.3-rasm

Dalton qonuni. 1801 yilda ingliz fizigi va ximigi Dalton gaz aralashmasining bosimi bilan shu aralashmadagi gazlarning partsial bosimlari urtasidagi munosabatni topdi: P_i gaz aralashmasining bosimi P shu aralashmadagi gazlar partsial bosimlarining yig'indisiga teng.

$$P = P_1 + P_2 + \cdots P_n + \sum_i^n P_i \qquad (8.4)$$

Avogadro qonuni. 1811 yilda italyan olim Avogadro kuyidagi qonunni yaratdi: bir xil temperatura va bosimda harqanday gazning 1 kilomoli birxil hajmni egallaydi.

Normal sharoitda bu hajm $22{,}42\frac{m^3}{kmol}$ yoki $22{,}42\cdot10^3\frac{litr}{kmol}$ ni tashkil etadi.

Ideal gazning holat tenglamasini Klapeyron (1834y) va Mendeleevlar (1875y) yaratgan. Avval bu tenglamani Klapeyron

$$\frac{PV}{T}=B=const \qquad (8.5)$$

ko'rinishda berdi. Bu erda P gazning bosimi, V-uning hajmi, T-temperaturasi, V esa o'zgarmas parametr. Lekin tenglamani bir kamchiligi bor edi. Undagi o'zgarmas parametr har xil gaz uchun har xil qiymatga ega edi. Ana shu kamchilikni yo'qotish uchun Mendeleev bu tenglamaga o'zgartirishlar kiritdi va har qanday ideal gaz uchun ishlaydigan shaklda yozdi:

$$PV=\frac{m}{\mu}RT \qquad (8.6)$$

Bu erda m-ideal gazning massasi, $\mu-1$ kilomol gazning massasi, R-universal gaz doimiysi. Uning kiymati: $R=\frac{1{,}013\cdot10^5\cdot22{,}42}{273}\cong8{,}32\cdot10^3\frac{J}{grad\cdot kmol}$ ga teng.

Keyinchalik (8.6) formula Klapeyron-Mendeleev degan nom oldi.

Mavzu: Qattiq jismlarning tuzilishi. Amorf jismlar. Qattiq jismlarning mexanik xossasi jism issiq keng.

Reja:

1. Qattiq jismlar.
2. Mono va polikristallar.
3. Polimerlar
4. Kristallarning turlari
5. Defektlar
6. Suyuq kristallar

Modda turli agegat xolatlar: qattiq, suyuq va gazsimon xolatda bo‘lishi mumkin. Bu xolatlar moddaning fazalariga misol bo‘la oladi. Lekin, faza tushunchasi agregat xolat tushunchasidan kengroqdir. Moddaning ayni bir agregat xolat doirasida, modda bir necha fazalarda, ya’ni bir-biridan o‘zining tarkibi va tuzilishi jihatidan farq qiluvchi turli ko‘rinishlarda bo‘lishi mumkin. Masalan, qatiq jism -muz-besh xil turli kristall ko‘rinishlarda (fazalarda) uchrashi mumkin. Gaz atom- molekulyar va ionlashgan (plazma) ko‘rinishida bo‘lishi mumkin. Shuningdek, plazma o‘z navbatida bir necha turli (gaz, razryad, izotermik va yuqori temperaturali plazma) ko‘rinishda bo‘lishi mumkin. Moddaning qaysi fazada bo‘lishi modda zarralarining (atomlari, molekulalari, ionlarning) o‘rtacha kinetik kT va o‘rtacha potensial energiyalari (P) orasida munosabatga bog‘liq.

Agar kT>>P bo‘lsa modda gaz holatida bo‘ladi, chunki bunda zarralarning intensiv harakati ularning birlashishiga to‘sqinlik qiladi. P>>kT da modda kattik xolatda bo‘ladi. Bunda zarralar bir-biriga tortilib, ma’lum tartib bilan joylashgan bo‘ladi. P ~ kT da modda suyuq holatda bo‘ladi. Bunda zarralar issiqlik harakati tufayli harakat qilib o‘rinlarini almashtirishlari mumkin, lekin ma’lum minimal masofadan uzoqqa ketmaydilar. Yuqoridagi munosabatlar o‘z navbatida tashqi sharoitlarga: temperatura va bosimga bog‘liq. Yuqori temperatura va past bosimlarda modda qattiq, temperatura va bosimning oraliq qiymatlari moddaning suyuq holatiga mos keladi. Shunday qilib, moddaning fazaviy o‘tishlari temperatura va bosimning o‘zgarishlari tufayli sodir bo‘ladi. Fazaviy o‘tish natijasida moddaning xususiyatlari sifat jihatidan o‘zgaradi.Fazaviy o‘tishga moddaning bir agregat holatdan boshqasiga o‘tishi yoki tarkibi, tuzilishi va xossalarining o‘zgarishi (misol uchun kristall holidagi moddaning bir modifikatsiyadan boshqasiga o‘tishi) bilan bo‘ladigan o‘tishlar misol bo‘la oladi.

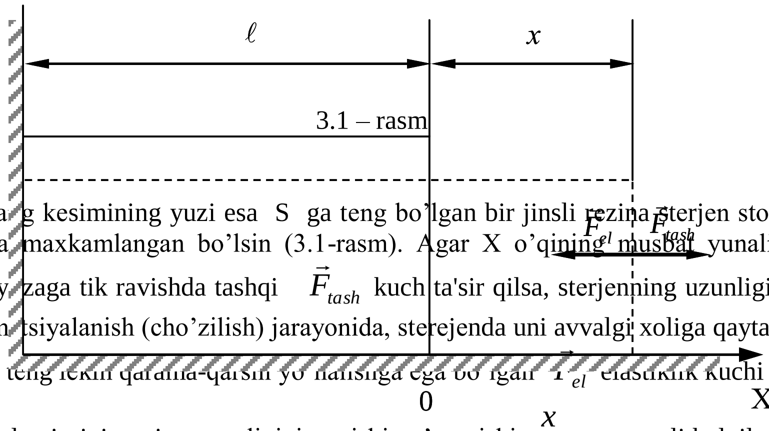
Fazaviy o‘tishlarning ikki turini farqlaydilar. *I - tur fazaviy o‘tish (misol uchun, erish, kristallanish va hakozo) fazaviy o‘tish issiqligi deb ataluvchi ma’lum issiqlik miqdorini yutish yoki chiqarish bilan sodir bo‘ladi. I-tur fazaviy o‘tishlar temperaturaning doimiyligi, entropiya va hajmning o‘zgarishi bilan farqanadi.* Buni quyidagicha tushuntirish mumkin: misol uchun erishda kristall panjarani buzish uchun unga ma’lum issiqlik miqdori uzatish kerak. Bunda berilayotgan issiqlik energiyasi jismni isitish uchun emas, atomlararo bog‘lanishlarni uzish uchun sarflanadi, Shuning uchun erish doimiy temperaturada sodir bo‘ladi. Bunday tartib darajasi yuqori bo‘lgan kristall xolatdan, tartib darajasi past bo‘lgan suyuq xolatga o‘tishda betartiblik darajasi ortadi va termodinamikaning II-qonuniga ko‘ra bunday jarayonda tizimning entropiyasi ortadi. Agar jarayon teskari yo‘nalishda borsa (kristallanish), issiqlik ajralib chiqadi.

Issiqlik yutish yoki ajralishi, hajmning o‘zgarishi bilan bog‘liq bo‘lmagan o‘tishlar II-tur fazaviy o‘tishlar deb ataladi. Bunday o‘tishlar hajm va entropiyaning o‘zgarmasligi va issiqlik sig‘imining sakrab o‘zgarishi bilan tavsiflanadi. II-tur fazaviy o‘tishlar L.D.Landauning ishlarida tushuntirilgan. Unga ko‘ra II-tur fazaviy o‘tishlar simmetriyaning o‘zgarishi bilan bog‘liq: fazaviy o‘tishning o‘tish temperaturasidan yuqoriroq temperaturalarda tizimning simmetriya darajasi o‘tish darajasidan past temperaturalardagiga qaraganda yuqoriroq bo‘ladi. II-tur fazaviy o‘tishlarga ma’lum bosim va temperaturalarda ferromagnit moddaning (temir, nikel) paramagnit xolatga o‘tishi; metallar va ba’zi qotishmalarning *0 K* ga yaqin temperaturalarda elektr qarshiliklarining sakrash bilan nolgacha kamayishi bilan harakterlanuvchi o‘ta o‘tkazuvchan holatga o‘tishi; oddiy suyuq geliyning (geliy I) T=2,9K da o‘ta oquvchanlik xossasiga ega bo‘lgan suyuq modifikatsiyasiga (geliy II) o‘tishi misol bo‘la oladi.

Mavzu: Qattiq jismlarning mexanik xossalari: elastiklik, plastiklik, mo'rtlik va cho'zilish diagrammasi. Qattiq jismning erishi va qotishi.

Har qanday qattiq jism tashqi kuchlar ta'sirida o'zining shaklini va xajmini o'zgartiradi. Bunday o'zgarish deformatsiya deb ataladi. Tashqaridan qo'yilgan kuchlarning ta'siri to'xtashi bilan yo'qolib ketuvchi deformatsiyalar elastik deformatsiyalar deb ataladi. Kuchlarning ta'siri to'xtagandan so'ng jismda saqlanib qoluvchi deformatsiyalar plastik yoki qoldiq deformatsiyalari deb ataladi.

Deformatsiyalanish jarayonida qattiq jismni tashkil etuvchi zarrachalar (molekulalar va atomlar)ning ma'lum qismi bir-birlariga nisbatan siljiydi. Bunday siljishga qattiq jism tarkibidagi zaryadlangan zarrachalar orasidagi elektromagnit kuchlari qarshilik ko'rsatadi. (Zaryadlangan zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari elektromagnit ta'sir kuchlari deb ataladi). Natijada deformatsiyalanayotgan qattiq jismda son jixatidan tashqaridan qo'yilgan kuchga teng, lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan ichki kuch-elastiklik kuchi vujudga keladi. Deformatsiyalarning turlari juda ko'p bo'lib tushunish oson bo'lishi uchun eng sodda deformatsiyalardan birini-bir tomonlama cho'zilish yoki bir tomonlama siqilishni qarab chiqaylik.



3.1 – rasm

Uzunligi l ga, ko'ndalang kesimining yuzi esa S ga teng bo'lgan bir jinsli rezina sterjen stol sirtiga qo'yilgan va uning bir uchi devorga maxkamlangan bo'lsin (3.1-rasm). Agar X o'qining musbat yunalishi bo'yicha sterjen ko'ndalang kesimning yuzaga tik ravishda tashqi $\vec{F}_{tash}$ kuch ta'sir qilsa, sterjenning uzunligi x qiymatga ortadi, ya'ni cho'ziladi. Deformatsiyalanish (cho'zilish) jarayonida, sterejenda uni avvalgi xoliga qaytarishga intiluvchi, son jixatidan $\vec{F}_{tash}$ kuchga teng lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan $\vec{F}_{el}$ elastiklik kuchi vujudga keladi.

Deformatsiyalanish darajasini sterjen uzunligining nisbiy o'zgarishi $\frac{x}{l} = \varepsilon$ orqali belgilanadi. Deformatsiyaga sabab bo'lgan tashqi ta'sir esa ta'sir etuvchi kuchning sterjen ko'ndalang kesimi yuziga nisbati $\frac{F_{tash}}{S} = \sigma$ orqali aniqlanadi. Tashqi va elastiklik kuchlari son qiymatlari bo'yicha o'zaro teng, yo'nalishlari esa qarama-qarshi ekanligini e'tiborga olib, bu kuchlarning X o'qiga proektsiyalarini quyidagicha yozish mumkin:

$$F_{tash.x} = -F_{el.x} \ ; \ \sigma = \frac{F_{el}}{S} \qquad (3.6)$$

bunda σ ni mexanik kuchlanish deb atalib, u kuzatilayotgan sterjen ko'ndalang kesimining birlik yuziga to'g'ri keladigan elastiklik kuchini ifodalaydi.

Ingliz olimi Robert Guk tajribalar asosida elastiklik deformatsiyalarda vujudga keluvchi kuchlanish nisbiy cho'zilishga proportsional ekanligini ifodalovchi qonuni yaratadi. Gukning bu qonunini bir tomonlama cho'zilish yoki siqilishdan iborat deformatsiyalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

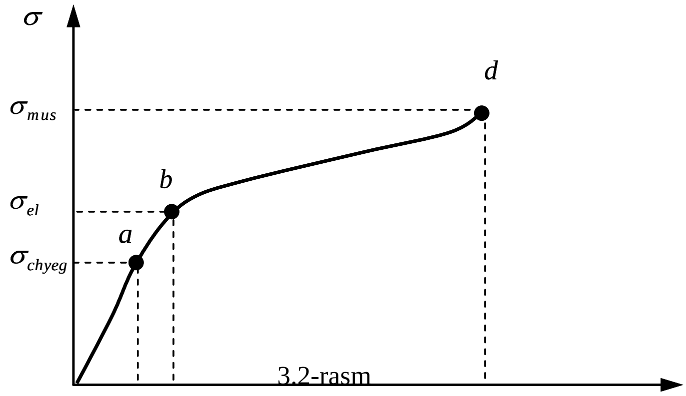
$$\sigma = E \cdot \varepsilon \qquad (3.7)$$

(3.7)dagi E - o'zgarmas kattalik bo'lib, sterjenning qanday materialdan yasalganligiga va uning fizik xolatiga bog'liq. E-ni elastiklik moduli yoki Yung moduli deyiladi. (3.7) ga E - ning ifodasini keltirib qo'yib Yung modulini aniqlash mumkin:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma}{x/l} \qquad (3.8)$$

$x = l$ teng bo'lganda nisbiy uzayish $\frac{x}{l} = 1$ bo'ladi va E son jixatdan σ ga teng bo'lib qoladi. Demak, (3.8)dan foydalanib, quyidagi xulosaga kelish mumkin: Yung moduli E son jixatdan sterjen uzunligini ikki marta orttirilganda vujudga keladigan kuchlanishga teng.

Guk qonuniga asosan kuchlanish nisbiy cho'zilishga chiziqli bog'langan ekan. Tajribalar Guk qonuni faqat elastik deformatsiyaning kichik qiymatlarida aniq bajarilishini ko'rsatadi. 3.2-rasmda ba'zi bir metallar uchun kuchlanishnig nisbiy uzayishga bog'liqlik grafigi keltirilgan.



3.2-rasm

Bog'lanishning 0 dan a' gacha qismi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib, nisbiy uzayishining qiymatlari a' dan kichik bo'lgan xollarda Guk qonunining to'la bajarilishini ko'rsatadi. Makromolekulalardan tashkil topgan jismlar - polimerlar uchun bu bog'lanish mutlaqo o'zgacha harakterga egadir. Makromolekula deb atalishning boisi shundan iboratki, polimerda har bir molekula juda ko'p miqdordagi atomlardan tashkil topgan. Masalan, polipropilen deb ataluvchi polimerning bir dona zanjirsimon molekulasi 10 000 lab polipropilen C_3H_7 molekulalarining bir-biriga qo'shilishidan hosil bo'lgan. Bunday polimerlarning elastik deformatsiyalanishidagi nisbiy o'zgarish 600% dan ham yuqori qiymatga ega bo'lishi mumkin.
Agar kT>>P bo‘lsa modda gaz holatida bo‘ladi, chunki bunda zarralarning intensiv harakati ularning birlashishiga to‘sqinlik qiladi. P>>kT da modda kattik xolatda bo‘ladi. Bunda zarralar bir-biriga tortilib, ma’lum tartib bilan joylashgan bo‘ladi. P ~ kT da modda suyuq holatda bo‘ladi. Bunda zarralar issiqlik harakati tufayli harakat qilib o‘rinlarini almashtirishlari mumkin, lekin ma’lum minimal masofadan uzoqqa ketmaydilar. Yuqoridagi munosabatlar o‘z navbatida tashqi sharoitlarga: temperatura va bosimga bog‘liq. Yuqori temperatura va past bosimlarda modda qattiq, temperatura va bosimning oraliq qiymatlari moddaning suyuq holatiga mos keladi. Shunday qilib, moddaning fazaviy o‘tishlari temperatura va bosimning o‘zgarishlari tufayli sodir bo‘ladi. Fazaviy o‘tish natijasida moddaning xususiyatlari sifat jihatidan o‘zgaradi.Fazaviy o‘tishga moddaning bir agregat holatdan boshqasiga o‘tishi yoki tarkibi, tuzilishi va xossalarining o‘zgarishi (misol uchun kristall holidagi moddaning bir modifikatsiyadan boshqasiga o‘tishi) bilan bo‘ladigan o‘tishlar misol bo‘la oladi.

MAVZU: VAKUUMDAGI ELEKTR MAYDONI

Reja:

1. **Klassik elektrodinamika fani. Elektr zaryadi va uning saqlanish qonuni. Kulon qonuni.**
2. **Elektr maydoni. Nuqtaviy maydon kuchlanganligi.**
3. **Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipi. Dipol maydoni.**

Tayanch so‘z va iboralar: *Zaryadlanish, elektroneytral jismlar, elementar zaryad, zaryad saqlanish qonuni, nuqtaviy zaryad, Kulon qonuni, elektr maydoni, sinash zaryadi, elektr maydon kuchlanganligi, maydonlar superpozitsiya printsipi, elektr dipoli, dipol momenti.*

1. KLASSIK ELEKTRODINAMIKA FANI. ELEKTR ZARYADI VA UNING SAQLANISH QONUNI. KULON QONUNI.

Klassik fizikaning elektromagnit maydon qonunlarini o‘rganad-gan bo‘limiga elektrodinamika deyiladi. Zaryadlangan zarrachalarni yoki jismlarni o‘zaro ta’siri elektromagnit maydon vositasida amalga oshiriladi. Elektromagnit maydon bir-biri bilan o‘zaro bog‘liq bo‘lgan elektr va magnit maydonlari to‘plamidan iborat.

Elektr maydonining muhim xossalaridan biri shuki, u faqat zaryadlangan jismlarga kuch bilan ta’sir qiladi. Ta'sir darajasi zaryadning harakat tezligiga bog‘liq emas. Magnit maydonining muxim xossasi shundan iboratki, u faqat harakatlanayotgan elektr zaryadga ta’sir qiladi. Uning ta’sir darajasi zaryadning tezligiga to‘g‘ri proportsional bo‘lib, zaryadning harakat yo‘nalishiga tik yo‘nalgan.

Elektr maydonning mavjudligini shu maydonga joylashtirilgan qo‘zg‘almas elektr zaryadiga bo‘lgan ta’siriga qarab bilib olish mumkin.

Qo‘zg‘almas elektr zaryadlarning elektrostatik maydon nazariyasi elektrodinamikaning elektrostatika bo‘limida o‘rganiladi.

Bizga ma'lumki, barcha jismlar zarrachalardan - atom va molekulalardan tuzilgan. Atomlar esa o'z navbatida musbat zaryadlangan yadro va uning atrofida harakatlanadigan elektronlardan, yadro esa musbat zaryadlangan proton va zaryadsiz neytronlardan tashkil topgan.

Neytral atomlarda elektronlar soni yadrodagi protonlar soniga teng bo'ladi.

Elektron manfiy, yadro esa musbat zaryadlidir. Amerika olimi R. Milliken va rus olimi A.F.Ioffe elektronni manfiy zaryadli ekanligini va uning zaryad miqdori $e = -1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Kl, massasi esa $m_e = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ kgga tengligini tajribada isbotlaganlar. Keyinchalik yadro tarkibiga kiruvchi protonning zaryadi ham elektronning zaryadiga miqdoran teng, ammo ishorasi musbat $e = +1.6 \cdot 10^{-19}$ Kl va massasi esa $m_r = 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ kg ekanligi va tabiatda faqat ikki turdagi, ya'ni manfiy va musbat zaryadlar mavjudligi isbotlangan. Shu zaryadlardan biri ortiq yoki kam bo'lsa jism zaryadlanib qoladi. Fizika fani taraqqiyotining hozirgi kun bosqichida elektron va protonlarning zaryadi eng kichik elementar zaryad bo'lib, har qanday zaryadlangan jismning zaryadi elektron yoki protonning zaryadiga karrali bo'ladi, ya'ni kvantlangan bo'ladi. Demak, jismlarning zaryadi faqat 0, ±e, ±2e, ±3e, . . ., ±Ne qiymatlarga ega bo'ladi, ya'ni

$$q = \pm Ne \tag{1.1}$$

Bir xil ishorali zaryadlangan jismlar bir-birlaridan qochishadi, turli ishoralilari esa bir-birlari bilan tortishadi.

Tajriba hulosalarini umumlashtirish natijasida M.Faradey (1791-1867) tabiatning fundamental qonuni - zaryadlarning saqlanish qonunini kashf etdi. Unga muvofiq yakkalangan sistemada elektr zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmaydi,

$$q_1 + q_2 + ... + q_n = \sum q_i = \text{const} \tag{1.2}$$

Zaryad miqdori turli inertsial sanoq sistemalarida o'lchanganda ularning qiymatlari o'zgarmasligi isbotlangan. Demak, elektr zaryadi relyativistik invariantdir degan xulosaga kelamiz, ya'ni zar-yad miqdori uning harakat tezligiga bog'liq emas. Elektr zaryadi yo'qolishi ham, yangidan hosil bo'lishi ham mumkin. Ammo doimo qarama-qarshi ishorali ikkita elementar zaryad yo'qoladi yoki hosil bo'ladi.

Kulon qonuni: *Elektrostatikaning asosiy qonuni - zaryadlangan ikkita qo'zg'almas nuqtaviy jismlar orasidagi o'zaro ta'sir qonunidir.* Bu qonunni tajribida frantsuz fizigi Kulon 1785 yilda burama tarozi yordamida kashf qilgan.

Nuqtaviy elektr zaryadi tushunchasi ham mexanikada aytilgan moddiy nuqtaga o'hshash, ya'ni zaryad tashuvchi jismlar orasidagi masofaga qaraganda ularning o'lchamlarini hisobga olmasa ham bo'ladi va maydonni shu nuqtasida maydonni o'zgartirmaydi.

Qonun ta'rifi: Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadining o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashayotgan har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri va zaryadlar orasidagi masofani kvadratiga teskari proportsional, ya'ni

$$F = k\,\frac{q_1 q_2}{r^2}, \tag{1.3}$$

vektor ko'rinishda

$$\vec{F}_{12} = k\,\frac{q_1 q_2}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}_{12}}{r}. \tag{1.4}$$

Agar zaryadlar bir jinsli muxitda joylashgan bo'lsa, u holda o'zaro ta'sir kuchi

$$F = k\,\frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2}, \tag{1.5}$$

ε - muxitning dielektrik singdiruvchanligi deb ataladi. U o'lchamsiz kattalik bo'lib, zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi vakuumdagiga qaraganda berilgan muxitda necha marta kamayganligini ifodalaydi,

$$\varepsilon = \frac{F_0}{F} \tag{1.6}$$

CI sistemasida o'lchov birliklarini muvofiqlashtirish koeffitsienti $k = 1/4\pi\varepsilon_o = 9 \cdot 10^9$ Nm^2/Kl^2 ga teng. *ε_0 - elektr doimiysi deyiladi. $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Kl^2/N$\cdot$ m^2 = $8{,}85 \cdot 10^{-12}$ F/m.* Kulon qonuni 10^{-15} m < r masofalarda yaxshi bajariladi, lekin $r < 10^{-16}$ m da bu qonun to'g'ri bajarilmaydi.

Har qanday zaryadlangan jismni nuqtaviy zaryadlar to'plami sifatida qarash mumkin. Shuning uchun elektrostatik kuchlar bitta zaryadlangan jismning ikkinchi bir jismga ta'sirini ifodalab, bu birinchi jismni tashkil qilgan nuqtaviy zaryadlar tomonidan ikkinchi jismni tashkil qilgan nuqtaviy zaryadlarni har biriga ta'sir etuvchi kuchlarni geometrik yig'indisiga teng bo'ladi.

Ko'pincha zaryadlangan jismda zaryadlarni tekis taqsimlangan deb olish qulay, masalan, chiziq bo'ylab (ingichka simda), sirt bo'ylab (zaryadlangan o'tkazgichda), hajm bo'ylab. Bularga mos xolda zaryadlarning chiziqli, sirt va hajmiy zichligi degan tushunchalar kiritiladi.

Elektr zaryadining chiziqli zichligi:

$$\tau = \frac{dq}{d\ell}, \tag{1.7}$$

bunda dq - kichik $d\ell$ uzunlikdagi zaryadlangan ingichka simdagi zaryad miqdori.

Elektr zaryadining sirt zichligi:

$$\sigma = \frac{dq}{dS}, \tag{1.8}$$

bunda dq - zaryadlangan kichik dS sirtga to‘g‘ri keladigan zaryad miqdori.

Zaryadlarning xajmiy zichligi:

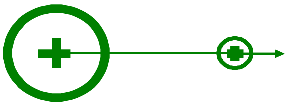
$$\rho = \frac{dq}{dV}, \tag{1.9}$$

bunda dq - zaryadlangan kichik dV xajmga mos keladigan zaryad miqdori.

$d\ell$, dS va dV larning o‘lchamlari qattiq jism atomlari orasidagi masofaga nisbatan ko‘p marta katta bo‘lishi kerak. Shu bilan birga bu elementar o‘lchamlar shunday kichik bo‘lishi kerakki, ulardagi zaryadlarning notekis taqsimlanishini hisobga olmaslik mumkin bo‘lsin.

2. ELEKTR MAYDONI. NUQTAVIY ZARYAD ELEKTR MAYDON KUCHLANGANLIGI

Zaryadlar orasidagi o‘zaro ta’sir elektr maydoni orqali amalga oshiriladi. Har qanday zaryad atrofidagi fazoda elektr maydon hosil qiladi. Bunday maydonni unga boshqa biron musbat zaryadni joylashtirish orqali aniqlash mumkin. *Bu musbat zaryadni odatda “sinash” zaryadi deb ataladi.* “Sinash” zaryadi q_0 ga maydon tomonidan ta’sir qiladigan kuchning darajasiga qarab shu maydonning intensivligi to‘g‘risida fikr yuritiladi. q zaryad hosil qilgan maydonni tekshiraylik. Buning uchun q zaryadga nisbatan $\vec{r}$ masofaga q_0 zaryadni joylashtiramiz (1.1-rasm), u holda q zaryad tomonidan q_0 ga


1.1-rasm

$$\vec{F} = q_0\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r}\right) \tag{1.10}$$

kuch ta’sir qiladi. Bu formuladan ko‘rinadiki $\vec{F}$ kuch q va r dan tashqari q_0 ga ham bog‘liq. Agar turli miqdordagi zaryadlarni olsak, yaoni q_0', q_0'', . . ., larga mos holda $\vec{F}'_1, \vec{F}''_1$, . . . kuchlar ta’sir qiladi. Lekin, $\vec{F}/q_0$ munosabat berilgan q va $\vec{r}$ lar ychun o‘zgarmas bo‘lib, shu nuqtadagi maydon kattaligini aniqlaydi. Bu kattalik

$$\vec{E} = \vec{F}/q_0 \tag{1.11}$$

q_0 *zaryad turgan nuqtadagi elektr maydonining kuchlanganligi deyiladi.* Elektr maydonining kuchlanganligi maydonning kuch xarakteristikasi bo‘lib, u maydonning mazkur nuqtasiga kiritilgan birlik musbat q_0 zaryadga ta’sir qiluvchi kuchni ifodalaydi. Agar elektr maydonini nuqtaviy q zaryad hosil qilayotgan bo‘lsa, undan $\vec{r}$ masofada joylashgan nuqtadagi maydonning kuchlanganligi quyidagicha bo‘ladi:

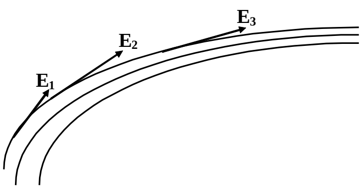
$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}. \tag{1.12}$$

Kuchlanganlik birligi (1.11) formulaga asosan [E] = 1 N/Kl bo‘ladi va undan “sinash” zaryadi q_0 ga ta’sir etadigan kuch $\vec{F} = q_0\vec{E}$ topiladi. Bu formula maydonga kiritilgan ixtiyoriy zaryad uchun ham o‘rinlidir:

$$\vec{F} = q\vec{E}. \tag{1.13}$$

Agar q zaryad musbat bo‘lsa, kuchning yo‘nalishi $\vec{E}$ vektor yo‘nalishiga mos keladi, agar q manfiy ishorali bo‘lsa $\vec{F}$ va $\vec{E}$ vektorlar o‘zaro qarama- qarshi yo‘nalgan bo‘ladi.

Elekrostatik maydonni maydonning turli nuqtalaridagi kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ yordamida tasvirlash juda noqulay. Bunda kuchlanganlik vektorlari bir-birlariga ustma-ust tushib juda murakkab, chalkash manzara hosil qiladi.



1.2-rasm

M.Faradey tomonidan elektrostatik maydonni kuch chiziqlari yorda-mida tasvirlash taklif qilingan. *Kuchlanganlik chiziqlari (kuch chiziqlari) shunday chiziqlarki, uning biron nuqtasiga o‘tkazilgan urinma maydonning shu nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yo‘nalishiga mos tushadi* (rasm 1.2). Kuch-langanlikning qiymati esa shu nuqtaga kuch chiziqlariga perpendikulyar qilib joylashtirilgan birlik yuzadan o‘tayotgan kuch chiziqlarining soniga teng. Kuchlanganlik chiziqlari bir-birlari bilan kesishmaydi, chunki $\vec{E}$ vektor faqat bitta aniq yo‘nalishga ega bo‘ladi.

ELEKTROSTATIK MAYDONNING SUPERPOZITSIYA PRINTSIPI. ELEKTR DIPOLNING MAYDON KUCHLANGANLIGI

Faraz qilaylik, q_1, q_2, . .., q_n zaryadlar sistemasi elektr maydonini hosil qilsin. Natijaviy maydonning kuchlanganligi $\vec{E}$ ni qanday aniqlash mumkinligini ko‘raylik.

Tajribalar ko‘rsatadiki, kuchlarning mustaqillik printsipi Kulon kuchi uchun ham o‘rinli bo‘ladi. Demak, musbat “sinash” zaryadiga sistemani tashkil qilgan barcha zaryadlar tomonidan ta’sir etuvchi kuch

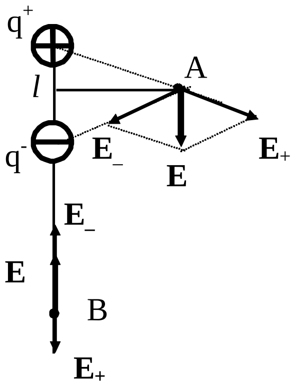
$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i \tag{1.14}$$

bo‘ladi. (1.11) formulaga asosan

$$\vec{F}_i = q_0 \vec{E}_i .$$

Shuning uchun

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i \tag{1.15}$$



1.3-rasm

kelib chiqadi.

Mazkur ifoda elektrostatik maydonlar uchun superpozitsiya printsipini ifodalaydi.

Superpozitsiya printsipiga asosan ixtiyoriy qo‘zg‘almas zaryadlarning maydonini hisoblash mumkin. Agar maydon nuqtaviy bo‘lmasa, uni doimo nuqtaviy zaryadlar to‘plamiga keltirish mumkin. Bu printsip asosida elektr dipolning maydonini hisoblaylik. *Elektr dipoli deb, miqdori teng, lekin qarama-qarshi ishorali, bir-biridan ℓ masofada joylashgan +q va -q zaryadlar to‘plamidan iborat sistemaga aytiladi* (1.3-rasm).

$\vec{P} = q\vec{\ell}$ -*dipolning elektr momenti*, ℓ - ni *dipolning elkasi deyiladi*. Zaryadlarni tutashtiruvchi chiziqni dipol o‘qi deyiladi.

Dipolning A va V nuqtalarda hosil qilgan maydonlarini superpozitsiya printsipiga asosan xisoblaymiz. Buning uchun zaryadlar orasidagi masofa ℓ dipolning kuchlanganligi aniqlanadigan nuqtagacha bo‘lgan masofaga nisbatan juda kichik deb olamiz, yaoni ℓ<<r.

A). DIPOL O‘QI YO‘NALISHIDA JOYLASHGAN V NUQTADAGI ELEKTR MAYDON KUCHLANGANLIGINI HISOBLASH

V nuqtadagi natijali elektr maydoni kuchlanganligi ikkala zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganliklarining algebraik yig‘indisiga teng

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- \tag{1.16}$$

+q zaryadning maydon uchun $E_+ = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \dfrac{q}{(r - \ell/2)^2}$

- q zaryadning maydoni uchun $E_- = -\dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \dfrac{q}{(r + \ell/2)^2}$

Bularni (1.16) ga qo‘ysak $E_B = \dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \dfrac{2r\ell}{(r^2 - \ell^2/4)^2}$ bo‘ladi,

ℓ<<r ekanligini xisobga olsak,

$$E_B = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{2P}{r^3} \tag{1.17}$$

bo‘ladi. Demak, V nuqtadagi natijaviy maydon (1.17) ko‘rinishda hisoblanadi.

B). DIPOL O‘QIGA TIK BO‘LGAN A NUQTADAGI MAYDON KUCHLANGANLIGINI XISOBLASH

Buning uchun 1.3 - rasmdagi uchburchaklarni o‘xshashligidan foydalanib,

$$\frac{E_A}{E_+} = \frac{\ell}{\sqrt{r^2 + (\ell/2)^2}}$$

munosabatni yozamiz.

Agar r>>ℓ ekanligini hisobga olsak,

$$E_A = \frac{\ell}{r} E_+ = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{P}{r^3} \tag{1.18}$$

hosil bo‘ladi.

Bu ifoda A nuqtadagi elektr dipoli hosil qilgan natijaviy maydon kuchlanganligidir.

(1.18) bilan (1.17) ni solishtirsak

$$E_V = 2\,E_A \tag{1.19}$$

ekanligini ko‘ramiz.

Dipol o‘qiga nisbatan ixtiyoriy nuqtadagi maydon kuchlanganligi esa

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{P}{r^3}\sqrt{1+3\cos^2\alpha} \tag{1.20}$$

formula bilan topiladi.

(1.20) formuladagi α burchak dipol o‘qi bilan maydoni aniqlanayotgan nuqtaga o‘tkazilgan chiziq orasidagi burchak.

MAVZU: ELEKTROSTATIK MAYDON POTENTSIALI

Reja:

1. Elektrostatik maydonda zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ish.
2. Nuqtaviy zaryad va zaryadlar sistemasi maydonlarining potentsiali.
3. Ekvipotentsial sirtlar. Maydon potentsiali va kuchlanganlik orasidagi bog‘lanish.

Tayanch so‘z va iboralar: *sinash zaryadi, elektr maydon, maydon kuchlanganligi, potentsial, potentsial gradienti, ekvipotentsial sirt, elektr maydonida zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ish, potentsial birligi - volt, nuqtaviy zaryad potentsiali, maydon kuchlanganligi vektorining tsirkulyatsiyasi.*

1. ELEKTROSTATIK MAYDONDA BAJARILGAN ISH

Agar vakuumdagi q zaryad maydonida boshqa bir q_0 zaryad 2.1-rasmdagidek bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ixtiyoriy traektoriya bo‘ylab ko‘chirilsa, u holda maydon kuchlari ish bajaradi. Bu kuchlarning elementar $d\ell$ ko‘chishda bajargan ishi quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$dA = Fd\ell\cos\alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq_0}{r^2}d\ell\cos\alpha \tag{2.1}$$

$d\ell\cos\alpha = dr$ bo‘lganligi uchun

$$dA = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq_0}{r^2}dr \tag{2.2}$$

q_0 zaryadni $1\rightarrow2$ yo‘nalishda ko‘chirishda bajarilgan to‘la ish

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right) \tag{2.3}$$

ga teng bo‘lib, traektoriyaning shakliga bog‘liq bo‘lmasdan zaryadning maydondagi dastlabki va oxirgi holatlariga bog‘liq. Demak, elektrostatik maydon *potentsial maydon* hisoblanadi, elektrostatik kuchlar esa *konservativ kuchlardir*.

Potentsial maydonda zaryadni berk kontur bo‘ylab ko‘chirishda bajarilgan ish nolga teng, ya’ni

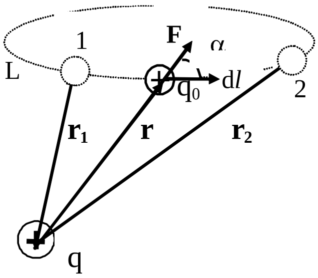
$$\oint_L dA = 0$$

yoki

$$\oint dA = \oint Fd\ell\cos\alpha = \oint q_0\vec{E}d\vec{\ell} \tag{2.4}$$

agar q_0=1 ga teng desak.

$$\oint_L \vec{E}d\vec{\ell} = \oint_L E_L d\ell = 0 \tag{2.5}$$



2.1-rasm

(2.5) integralni elektr maydon kuchlanganligi vektorining tsirkulyatsiyasi deyiladi. Shunday qilib, elektr maydon - potentsial maydondir va bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi nolga teng bo‘ladi. (2.5) ifodadan har qanday elektrostatik maydon - potentsial maydon va maydon kuchlanganligining chiziqlari berk bo‘lmaydi degan xulosa chiqadi.

2. NUQTAVIY ZARYAD VA ZARYADLAR TIZIMI MAYDONLARNING POTENTSIALI.

Potentsial maydonda joylashgan jism potentsial energiyaga ega bo‘ladi va maydon kuchlari ta'sirida ish bajaradi. (2.3) formula bilan ifodalangan ish potentsial maydon energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi, bundan foydalanib q_0 zaryadning potentsial energiyasini aniqlash mumkin, ya'ni

$$A = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq_0}{r_1} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq_0}{r_2} = W_{n1} - W_{n2}\,. \tag{2.6}$$

q_0 zaryadni potentsial energiyasi

$$W_n = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq_0}{r},$$

bo'ladi. Agar maydonni zaryadlar sistemasi hosil qilsa, sistemaning potentsial energiyasi

$$W_n = \sum_{i=1}^{n} W_{ni} = q_0\sum\frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i}\,. \tag{2.7}$$

Agar zaryadlar sistemasi fazoda uzluksiz taqsimlangan bo'lsa, bunday sistemaning maydon kuchlanganligi uchun quyidagi formula o'rinli bo'ladi:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{(q)}\frac{dq}{r^2} \tag{2.8}$$

Ana shunday, zaryadlar sistemasining potentsial energiyasi esa

$$W_n = q_0\int_{(q)}\frac{dq}{4\pi\varepsilon_0 r} + C\,. \tag{2.9}$$

bunda integral sistemaning to'la q zaryadi bo'yicha olinadi, S - integrallash doimiysi bo'lib, uning qiymati elektrostatik maydondagi q_0 zaryadning potentsial energiyasining sanoq boshini tanlanishiga bog'liq holda olinadi. Chekli sohani qamrab olgan zaryadlar sistemasi uchun q_0 zaryadning potentsial energiyasi nolga teng bo'lgan nuqta sifatida zaryadlar sistemasidan cheksiz uzoqda bo'lgan nuqta olinadi va bu hol uchun S=0 deb qabul qilinadi.

Bunday sanoq sistemasida zaryadlar sistemasining potentsial energiyasi quyidagi ko'rinishda topiladi:

$$W_n = q_0\int_{(q)}\frac{dq}{4\pi\varepsilon_0 r} \tag{2.10}$$

(2.6) yoki (2.10) formuladan ko'rinadiki W_n/q_0 munosabat q_0 ga bog'liq bo'lmaydi. *Shuning uchun uni q zaryad maydonining potentsiali deb ataladi, u elektrostatik maydonning energetik harakteristikasi bo'ladi,* ya'ni

$$\varphi = W_n/q_o. \tag{2.11}$$

Demak, elektrostatik maydonning berilgan nuqtadagi potentsiali deganda maydonning shu nuqtasiga olib kirilgan musbat ($+q_0=1$) birlik zaryadning potentsial energiyasi tushiniladi.
(2.6) ga asosan nuqtaviy zaryadning va zaryadlar sistemasining potentsiali

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r} \quad \text{va} \quad \varphi = \sum_{i=1}^{n}\frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i} \tag{2.12}$$

formula bilan ifodalanadi.

Bulardan foydalanib, (2.6) formulani quyidagicha yozish mumkin.

$$A_{12} = W_{n1} - W_{n2} = q_o(\varphi_1 - \varphi_2) \tag{2.13}$$

(2.3) formulani (2.4) ga asosan

$$A_{12} = \int_1^2 q_0\vec{E}d\vec{\ell}$$

desak,
(2.13) ga ko'ra

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell} \tag{2.14}$$

hosil bo'ladi. Agar q_o zaryadni maydonning istalgan nuqtasiga cheksizlikdan olib kelinsa, u holda bajarilgan ish $A_\infty = q_o\varphi$, chunki, $\varphi_\infty = 0$ bundan

$$\varphi = A_\infty/q_o \tag{2.15}$$

formula kelib chiqadi.

Demak, *elektr maydoni ixtiyoriy nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtadan q_o=+1 zaryadni cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish bi-lan harakterlanuvchi kattalik tushuniladi.*

Potentsialning o'lchov birligi sifatida elektr maydonining shunday nuqtasini birligi qabul qilinganki, bu nuqtadan 1 Kl zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun 1 J ish bajarish kerak.

Elektr maydonining bunday nuqtasining potentsiali 1 volt (V) deyiladi.

(2.15) formuladan potentsialni o'lchov birligi

$$[\varphi] = 1\ \text{J/Kl} = 1\ \text{Volt} = 1\text{V}$$

kelib chiqadi. (2.12) formuladan ko'rinadiki, agar maydonni zaryadlar sistemasi hosil qilayotgan bo'lsa, maydon potentsiali shu zaryadlar maydon potentsiallarining algebraik yig'indisiga teng, ya'ni

$$\varphi_1 + \varphi_2 + ... + \varphi_n = \sum_{i=1}^{n} \varphi_i. \tag{2.16}$$

Potentsial maydonning mana shu xossasi, maydonni kuch xarakteristikasini ifodalovchi kuchlanganlikdan ustun turadi, chunki potentsial skalyar kattalik, kuchlanganlik esa vektor kattalikdir.

3.MAYDON POTENTSIALI VA KUCHLANGANLIK ORASIDAGI BOG'LANISH. EKVIPOTENTSIONAL SIRTLAR.

Maydonning kuch xarakteristikasini ifodalovchi maydon kuchlanganligi bilan uning energetik xarakteristikasini ifodalovchi potentsial orasidagi bog'lanishni aniqlaymiz.

Birlik q_o musbat zaryadni x o'qi bo'ylab, juda kichik x_2-x_1=dx masofaga ko'chirishda bajarilgan ish

$$dA=q_oE_xdx \tag{2.17}$$

yoki

$$dA=q_o(\varphi_1-\varphi_2) \tag{2.18}$$

ko'rinishlarda ifodalanishi mumkin.

Shartga ko'ra q_o=+1 , bo'lganda,

$$dA=E_xdx$$

yoki

$$dA=(\varphi_1-\varphi_2)= - d\varphi$$

xosil bo'ladi.

Bularni tenglashtirib

$$E_xdx= - d\varphi$$

formulani topamiz, yoki

$$E_x=-d\varphi/dx.$$

Bunda, $\vec{E}$ maydon kuchlanganligi boshqa koordinatalarga ham bog'liq bo'lganligi uchun, hosila belgisini xususiy hosila belgisi bilan almashtiramiz, yaoni

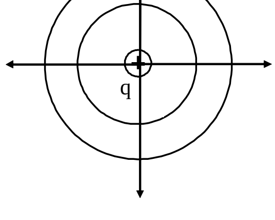
$$E_x = - \partial\varphi/\partial x \tag{2.19}$$

Agar u va z o'qlarini ham hisobga olsak (2.16) formulani

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}\right) \tag{2.20}$$

deb yozamiz. *(2.20) formula elektr maydon kuchlanganlik chizig'i yo'nalishida potentsialning o'zgarish tezligini ifodalaydi va potentsial gradienti deb ataladi*

$$\vec{E} = - \text{grad}\varphi. \tag{2.21}$$



2.2-rasm

Formuladagi manfiy ishora $\vec{E}$ vektor fazoning berilgan nuqtasida potentsial eng tez ortib boradigan tomonga teskari yo'nalganini ko'rsatadi.

Kuchlanganlik birligi (2.19) formuladan aniqlanadi, ya'ni

$$[\ E]=[\varphi/L]=[V/m].$$

Bu birlik (V/m) - kuchlanganlik chizig'i bo'ylab bir-biridan 1 m uzoqlikda joylashgan ikki nuqtaning potentsiallar farqi 1 V bo'lgan bir jinsli maydon kuchlanganligidir. Bunday maydonga kiritilgan 1 Kl zaryadga 1N kuch ta'sir etadi.

Elektrostatik maydon potentsialining taqsimlanishini grafik ravishda izohlash uchun ekvipotentsial sirtlardan foydalaniladi. Ekvipotentsial sirtlar deb, shunday sirtlarga aytiladiki, bu sirtni ixtiyoriy nuqtasida elektrostatik maydon potentsial bir xil qiymatga ega bo'ladi, ya'ni

$$\varphi=\text{const} . \tag{2.22}$$

Masalan, +q nuqtaviy zaryad uchun ekvipotentsial sirtlar markazi shu nuqtaviy zaryadda joylashgan kontsentrik sferalardan iboratdir (rasm-2.2). Kuchlanganlik chiziqlari doimo ekvipotentsial sirtga perpendikulyar bo'ladi.

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

formuladan foydalanib turli shakldagi zaryadlangan jismlarning potentsialini hisoblash mumkin.

MAVZU: VAKUUMDAGI ELEKTROSTATIK MAYDON UCHUN GAUSS TEOREMASI

Reja:

1. Elektrostatik maydon kuchlanganligining oqimi. Gauss teoremasi.
2. Turli shakldagi zaryadlangan jismlarning elektr maydon kuchlanganligi va potetsialini Gauss teoremasidan foydalanib hisoblash.

Tayanch so'z va iboralar: *Elektrostatik maydon, kuchlanganlik, kuchlanganlik chiziqlari, kuchlanganlik oqimi, Gauss teoremasi, bir jinsli maydon, zaryadlangan cheksiz tekislik, zaryadlangan sfera, zaryadlangan shar, zaryadlangan tsilindir.*

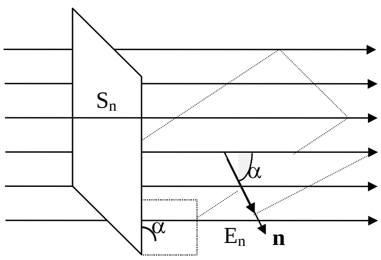
1. ELEKTROSTATIK MAYDON KUCHLANGANLIGINING OQIMI. GAUSS TEOREMASI.

Elektrostatik maydonni maydon kuch chiziqlari (kuchlanganlik chiziqlari) yordamida tasvirlash mumkin.

S - yuzadan tik o'tuvchi kuch chiziqlari soni F_E elektrostatik maydon kuchlanganlik vektori oqimiga teng bo'lib,

$$F_E=\int_S E_n dS \tag{3.1}$$

formula bilan aniqlanadi, bunda E_n - $\vec{E}$ vektorning S yuzaga o'tkazilgan $\vec{n}$ normalga proektsiyasi (3.1 - rasm).



3.1-rasm

Rasmdan ko'rinadiki, S yuza va uning S_n proektsiyasi orqali bir xil kuchlanganlik chiziqlari o'tadi, yaoni

$$F_E = ES\cos\alpha$$

yoki

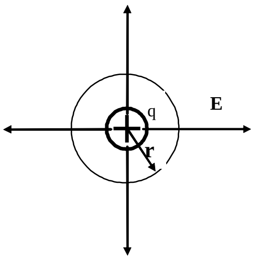
$$F_E = E_n S, \qquad \text{yoki} \quad F_E = ES_n, \tag{3.2}$$

bunda α - $\vec{E}$ va $\vec{n}$ vektorlar orasidagi burchak.

Kulon qonuni va elektrostatik maydonlarning superpozitsiya printsipi ixtiyoriy nuqtaviy zaryadlar sistemasi maydonini hisoblash imkonini beradi. Zaryadlar uzluksiz taqsimlangan hol uchun

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

yig'indi integralga almashtiriladi. Lekin, bu integralni hisoblash juda murakkab matematik masala hisoblanadi. Shuning uchun xisoblashni soddalashtiradigan turli hil usullar ishlab chiqilgan. Shunday amaliy jixatidan muxim va sodda usullardan biri elektrostatik maydonlarni xisoblashga Gauss teoremasini qo'llashdir.



3.2-rasm

Gauss teoremasi ichida elektr zaryadi joylashgan berk sirt orqali maydon kuchlanganligi vektori oqimini hisoblashga imkon beradi.

Faraz qilaylik, ichi bo'sh radiusi r bo'lgan sharning markazida nuqtaviy zaryad joylashgan bo'lsin. Nuqtaviy zaryadning r masofadagi kuchlanganligi (3.2-rasm)

$$E=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r^2}. \tag{3.3}$$

Shu r radiusli sferik sirtdan o'tuvchi kuchlanganlik oqimi

$$\Phi_E=\oint_S E_n dS=\int_S\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{dS}{r^2}=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{4\pi r^2}{r^2}=\frac{q}{\varepsilon_0} \tag{3.4}$$

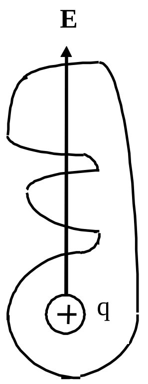
yoki

$$\Phi_E=ES=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cdot 4\pi r^2=\frac{q}{\varepsilon_0}. \tag{3.5}$$

Bu ifoda faqat sferik sirt uchungina emas, balki nuqtaviy zaryadni o'rab turgan ixtiyoriy ko'rinishdagi berk sirt uchun ham o'rinlidir. Agar berk sirt 3.3-rasmdagidek ixtiyoriy ko'rinishda bo'lsa ham kuch chiziqlari sirtga kiradi va undan chiqadi.

Superpozitsiya printsipiga asosan, zaryadlar sistemasi maydonining kuchlanganligi

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i \ ,$$



3.3-rasm

u holda q_1, q_2, ..., q_n zaryadlar sistemasini o‘rab turgan ixtiyoriy yopiq sirt orqali o‘tuvchi kuchlanganlik oqimi

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S \left(\sum \vec{E}_i \right) d\vec{S} = \sum_i \oint_S \vec{E}_i d\vec{S} \qquad (3.6)$$

(3.5) ga ko‘ra har bir integral q_i/ε_0 ga teng

$$\Phi_E = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i^n q_i \ . \qquad (3.7)$$

Bu formula vakuumdagi elektr maydon potentsiali uchun Gauss teoremasini ifodalaydi.

Demak, elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy shakldagi berk (yopiq) sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlarning algebraik yig‘indisini ε_0 ga bo‘lgan nisbatiga teng.

Gauss teoremasi yordamida turli shakldagi zaryadlangan jismlarni maydon kuchlanganliklarini va potentsiallarini hisoblash mumkin.

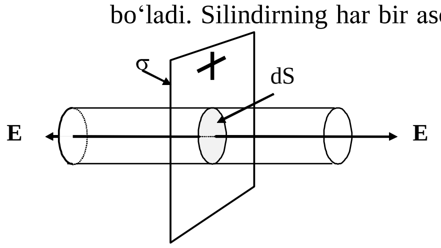
2. TURLI SHAKLDAGI ZARYADLANGAN JISMLARNING ELEKTR MAYDONI KUCHLANGANLIGI VA POTENTSIALINI GAUSS TEOREMASIDAN FOYDALANIB HISOBLASH

A). BIR TEKIS ZARYADLANGAN CHEKSIZ TEKISLIKNING MAYDON KUCHLANGANLIGINI VA POTENTSIALINI XISOBLASH.

Cheksiz tekislik $+\sigma$ zaryad zichligi bilan bir tekis zaryadlangan bo‘lsin, ya’ni

$$\sigma = \frac{dq}{dS} = \text{const.} \qquad (3.8)$$

Bu tekislikka perpendikulyar bo‘lgan (3.4-rasm) asosi dS ga teng silindr olaylik. Tekislik silindrni teng ikkiga bo‘ladi. Silindirning har bir asosi orqali o‘tadigan kuchlanganlik oqimi EdS ga teng bo‘lganligi uchun silindrik sirt orqali o‘tgan to‘la oqim Gauss teoremasiga asosan



3.4-rasm

$$F_E = 2EdS, \qquad (3.9)$$

$$\Phi_E = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum q_i = \frac{\sigma dS}{\varepsilon_0} \ . \qquad (3.10)$$

(3.9) va (3.10) ga ko‘ra

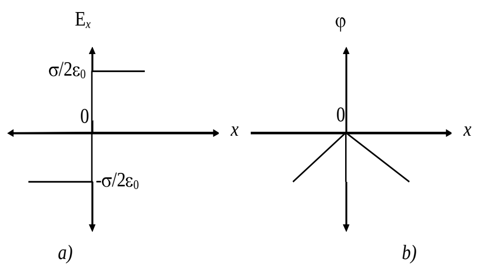
$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}, \qquad (3.11)$$

bo‘ladi. Maydonning ixtiyoriy nuqtasi uchun (3.11) formulani

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \cdot \frac{x}{|x|}$$

ko‘rinishida yozish mumkin. Formuladan ko‘rinib turibdiki, $\vec{E}$ silindrning uzunligiga bog‘liq emas, ya’ni bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik bir jinsli maydon hosil qiladi, lekin maydonni bir tomonidan ikkinchi bir tomoniga o‘tganda $\vec{E}$ sakrash bilan o‘zgaradi. Maydon kuchlanganligi bilan maydon potentsiali orasida

$$E_x = -(d\varphi/dx)$$



3.5-rasm

bo‘lganligi uchun x=0 va x<0 nuqtada maydon potentsialini nol deb faraz qilib, x≥0 nuqtalarda zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon potentsiali (3.11) ga asosan hisoblanadi, yaoni

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}, \qquad \varphi = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \cdot x \qquad (3.12)$$

Umumiy holda, x ning ixtiyoriy qiymati uchun maydon potentsili

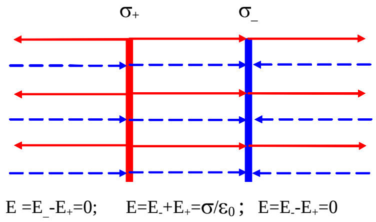
$$\varphi = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \cdot |x| \qquad (3.13)$$

ko‘rinishida hisoblanadi.

$\vec{E}$ va φ larning x ga bog‘lanish grafiklari σ>0 xol uchun, mos ravishda 3.5-rasmning *a)* va *b) r* qismlarida ko‘rsatilgan.

B). IKKITA TURLI ISHORALI ZARYADLANGAN CHEKSIZ PARALLEL TEKISLIKLAR ORASIDAGI MAYDON KUCHLANGANLIGI VA POTENTSIALINI HISOBLASH.

Tekisliklar turli ishorali $+\sigma$ va $-\sigma$ zaryad zichliklari bilan bir tekis zaryadlangan bo‘lsin. Bu tekisliklarning maydon kuchlanganligi superpozitsiya printsipiga asosan aniqlanadi. 3.6-rasmdan ko‘rinadiki, tekisliklarning chap va o‘ng tomonlarida maydon kuch chiziqlari qarama-qarshi yo‘nalgan. Shuning uchun bu $x\leq 0$ va $x\geq d$ sohalarda natijaviy maydon kuchlanganligi $\vec{E}=0$ ga teng. Ikki tekislik orasida ($0\leq x\leq d$) esa, natijaviy maydon ikkala tekislik maydonlarining yig‘indisiga teng.



3.6-rasm

$$E=E_- + E_+ = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}. \qquad (3.14)$$

Ikki tekislik orasidagi hamma nuqtalarda elektr maydon kuchlanganligi σ ga bog‘liq bo‘ladi. Bu sohada kuch chiziqlari musbat zaryadlangan tekislikdan boshlanib manfiy zaryadlangan tekislikda tugaydi.

Bunday maydon, yaoni barcha nuqtalarda $\vec{E}$ ning qiymati va yo‘nalishi bir xil bo‘lgan maydon, bir jinsli maydon deb ataladi *($\vec{E}$ =sonst).* Sistemaning potentsiali $\varphi(x)$ ni

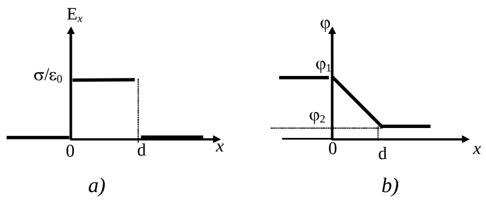
$$E_x = - d\varphi/dx$$

tenglamani integrallash bilan topamiz, ya’ni $x\leq 0$ sohada $d\varphi/dx=0$, $\varphi=\varphi(0) = \varphi_1$

$0 \leq x \leq d$ cohada esa,

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

desak



3.7-rasm

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\sigma}{\varepsilon_0} x$$

Agar x=d desak, $\varphi_2 = \varphi_1 - \dfrac{\sigma d}{\varepsilon_0}$ bo‘ladi.

$x\geq d$ sohada esa, $d\varphi/dx=0$, $\varphi=\varphi(d) = \varphi_2$

E_x va φ larning x ga bog‘liq grafiklari 3.7-rasmda keltirilgan.

V). ZARYADLANGAN SHAR MAYDONI KUCHLANGANLIGI VA POTENTSIALINI HISOBLASH.

R radiusli shar bir tekis ρ hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo‘lsin,

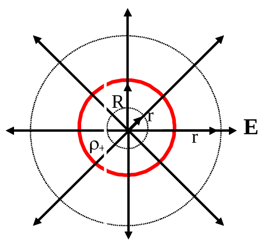
$$\rho = dq/dv.$$

Agar r>R bo‘lsa, u holda sirt ichida barcha q zaryadlar joylashadi. Gauss teoremasiga asosan

$$F_E = ES = E\cdot 4\pi r^2 = q/\varepsilon_0,$$

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}, \text{ bunda } r\geq R. \qquad (3.15)$$

Agar r=R bo‘lsa, $E = \dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \dfrac{\rho R}{3\varepsilon_0}$ bo‘ladi. Xajmiy zaryadlanganda shar ichida maydon boshqacha bo‘ladi, ya’ni r<R radiusli sfera $q' = \dfrac{4}{3}\pi r^3 \cdot \rho$ zaryadni qamrab oladi. Gauss teoremasiga asosan



3 8-rasm

$$F_E = E\cdot S = 4\pi r^2 E = q'/\varepsilon_0 = \frac{\frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \rho}{\varepsilon_0}$$

bo‘ladi, agar

$$\rho = \frac{q}{v} = \frac{q}{4/3\pi R^3}$$

ekanligini hisobga olsak,

$$E = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \frac{4/3\pi r^3 \cdot \frac{q}{4/3\pi R^3}}{\varepsilon_0} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \frac{r}{R^3} = \frac{\rho r}{3\varepsilon_0} \ (r \le R) \qquad (3.16)$$

Shunday qilib, bir tekis zaryadlangan shar tashqarisida maydon kuchlanganligi (3.15) formulaga, ichida esa (3.16) formulaga asosan aniqlanadi.

Sharning potentsiali esa

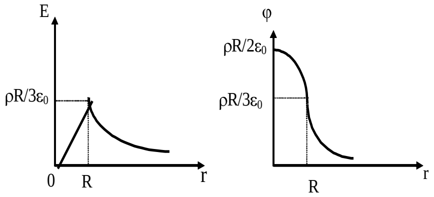
$$E = -d\varphi/dr$$

formuladan $r \ge R$ soha uchun $\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}$ ko‘rinishda topiladi. Agar r=R bo‘lsa,

$$\varphi(R) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R} = \frac{\rho R^2}{3\varepsilon_0}.$$

Agar r<R bo‘lsa, bu sohada potentsial

$$\varphi = \varphi(R) - \int_R^r E_2 d_2 = \frac{\rho R^2}{3\varepsilon_0} + \frac{\rho}{6\varepsilon_0}(R^2 - r^2) \qquad (3.17)$$



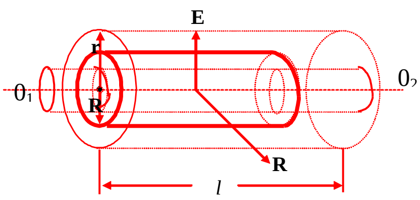
3.9-rasm

ko‘rinishda aniqlanadi.

E va φ ning r ga bog‘liq holda o‘zgarish grafigi 3.9-rasmdagi *a) va b)* ko‘rinishda bo‘ladi.

G). ZARYADLANGAN CHEKSIZ SILINDRNING MAYDON KUCHLANGANLIGI VA POTENTSIALINI HISOBLASH

R radiusli cheksiz silindr bir tekis $\tau = dq/d\ell$ chiziqli zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo‘lsin. Uzunligi ℓ, radiusi r bo‘lgan chekli tsilindr olaylik (3.10-rasm). Silindrning asoslaridan o‘tadigan oqim nolga teng, yon yoqlaridan o‘tadigan kuchlanganlik oqimi esa



3.10-rasm

$$F_E = 2\pi r\ell E$$

Gauss teoremasiga asosan ℓ>R xol uchun $F_E = \tau\ell/\varepsilon_0$

yoki maydon kuchlanganligi $E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r} = \frac{\sigma R}{\varepsilon_0 r}$ $(r \ge R)$ bo‘ladi.

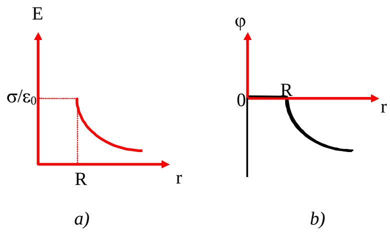
Bu sohada maydon potentsiali

$$\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \ell n \frac{r}{R} = -\frac{\sigma R}{\varepsilon_0} \cdot \ell n \frac{r}{R}$$

bo‘ladi.

r<R sohada $\sum q_i = 0$ bo‘lganligi uchun $\vec{E} = 0$, φ=const bo‘ladi. Bu o‘zgarmas sonni nolga teng deb olish qulay, chunki tsilindr o‘qida $(0_1 0_2)$ φ=0 deb qabul qilinadi.

E_r va φ ni σ>0 xol uchun r ga bog‘liqlik grafigi mos ravishda 3.11-rasmning *a) va b)qismlarida ko‘rsatilgan.*



3.11-rasm

MAVZU: ELEKTR MAYDONIDA DIELEKTRIKLAR

Reja:

1. **Dielektriklar va ularning qutblanishi.**
2. **Qutblanish vektori. Dielektrik singdiruvchanlik va uning temperaturaga**

bog‘liqligi.

3. Bog‘langan zaryadlar.

4. Dielektriklardagi elektr maydoni. Gauss teoremasi.

5. Ikkita dielektrik chegarasidagi chegaraviy shartlar.

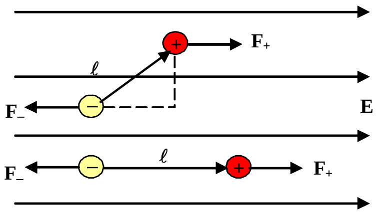
6. Segnetoelektriklar.

Tayanch so‘z va iboralar: *atom, molekula, elektr dipol, dipol momenti, elastik dipol, dielektrik, qutbsiz va qutbli molekula, orientatsion qutblanish, deformatsion qutblanish, ionli qutblanish, qutblanish vektri, dielektrik qabul qiluvchanlik, bog‘langan zaryadlar, izotrop dielektrik, elektr induktsiya vektori, segnetoelektriklar, Kyuri nuqtasi.*

1. DIELEKTRIKLAR VA ULARNING QUTBLANISHI

O‘zidan tok o‘tkazmaydigan jismlarni dielektriklar (izolyatorlar) deb ataladi. Ideal izolyatorlar tabiatda mavjud emas, lekin bu jismlar o‘tkazgichlarga qaraganda 10^{15}-10^{20} marta kam tok o‘tkazadi.

Agar dielektrikni elektr maydoniga olib kirsak, maydon ham, dielektrik ham o‘zgaradi. Bunday holni tushinish uchun atom va molekulalar tarkibida musbat zaryadlangan yadro va manfiy zaryadlangan elektron borligini etiborga olishimiz kerak.



4.1-rasm

Har qanday molekula, natijaviy zaryadi nolga teng bo‘lgan sistemadan iborat. Bunga elektr dipol misol bo‘laoladi.

Elektr maydoni atom va molekulalardagi bog‘langan zaryadlarga ham ma’lum darajada ta’sir ko‘rsatadi. Bu holni dipol misolida ko‘raylik. Agar elektr maydoni bir jinsli bo‘lsa, zaryadlarga ta’sir qiluvchi kuchlar

$$\left.\begin{aligned}\vec{F}_{+} &= +q\vec{E}\\ \vec{F}_{-} &= -q\vec{E}\end{aligned}\right\} \qquad (4.1)$$

son jihatidan o‘zaro teng bo‘lib, dipolga

$$M=F\ell\cos\alpha=qE\ell\cos\alpha=rE\cos\alpha \qquad (4.2)$$

juft kuch momenti ta’sir etadi.

Agar maydon bir jinsli bo‘lmasa, $\vec{M}$ dan tashqari dipolga $\vec{F}_{+}+\vec{F}_{-}=\vec{F}$ kuch ta’sir etib, bu kuch dipolni kuchlanganlik yo‘nalgan tomonga qarab harakatga keltiradi. Kuch momenti $\vec{M}$ esa dipol momenti **r** ni tashqi maydon kuchlanganligi **E** ning yo‘nalishi bo‘ylab joylashtiradi.

Dielektriklarni tashkil qilgan molekulalarni elektr dipoliga qiyoslash mumkin. Dipolning musbat zaryadi, yadro zaryadlarining yig‘indisiga teng bo‘lib, u musbat zaryadlar markaziga joylashgan, manfiy zaryadi elektronlar zaryadining yig‘indisiga teng bo‘lib, u manfiy zaryadlar markaziga joylashgan.

Agar musbat zaryadlarning markazi manfiy zaryadlar markazi bilan ustma-ust tushsa, molekulani *qutbsiz*, aksincha bo‘lsa, bunday molekulani *qutbli molekula* deyiladi. Qutbsiz molekulalarga N_2, O_2, N_2 (simmetrik), qutbli molekulalarga SO, NH_3, H_2O, SO_2 (simmetrik bo‘lmagan) lar misol bo‘la oladi.

Tashqi elektr maydoni ta’sirida *qutbsiz* molekula zaryadlari bir-biriga nisbatan siljiydi; musbat zaryadlar maydon yo‘nalishida, manfiy zaryadlar esa qarama-qarshi yo‘nalishda siljiydi. Natijada, molekula **r** dipol momentiga ega bo‘ladi, aksincha **r** = 0 (ya’ni ℓ = 0). Demak, maydon ta’sirida molekula qutblanadi. *Bu qutblanish elektron orbitalarining yadroga nisbatan siljishi natijasida sodir bo‘layotganligi uchun deformatsion qutblanish (elektron qutblanish) va bunday molekulani esa elastik dipol deb ataladi.*

Qutbli molekulalardan iborat bo‘lgan dielektriklar elektr maydoni ta’siriga uchramaguncha, ular molekulalarining dipol momentlari tartibsiz yo‘nalgan bo‘laganligi tufayli, natijaviy dipol moment vektori $\sum \mathbf{r}_i = 0$ nolga teng bo‘ladi. Shuning uchun $\vec{E}=0$ bo‘lsa, dielektrik ichida xususiy elektr maydoni bo‘lmaydi. Bu dielektrik, elektr maydonga joylashtirilsa, uning molekulalari maydon yo‘nalishida buriladi va ularning **r** dipol momentlari maydon $\vec{E}$ bo‘ylab joylashadi. **r** ning qiymati $\vec{E}$ ga bog‘liq emas, shuning uchun qutbli molekulalarni noelastik dipol deb yuritiladi. Bunday qutblanish *orientatsion qutblanish* yoki *dipol qutblanish* deyiladi va u temperaturaga teskari proportsional ravishda kamayadi. chunki temperatura ortishi bilan dipollarning xaotik harakati kuchayib, tartib buziladi.

Uchinchi gurux dielektriklarga NaCl, KCl, Kbr, ... kristallari kiradi. Ularning molekulalari ion tuzilishiga ega. Tashqi elektr maydon bunday dielektriklarda musbat ionlarni maydon yo‘nalishida, manfiy ionlarni esa maydonga teskari yo‘nalishda siljitadi. *Bunday qutblanishni ionli qutblanish deyiladi.*

2. QUTBLANISH VEKTORI. DIELEKTRIK QABUL QILUVCHANLIK VA UNING TEMPERATURAGA BOG‘LIQLIGI

Dielektrikning qutblanish darajasini xarakterlash uchun *qutblanish vektori* deb ataladigan kattalik qo‘llaniladi.

Qutblanish vektori $\vec{P}$ deganda dielektriklarning birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig‘indisi tushuniladi.

Bir jinsli bo‘lmagan dielektriklarda, uning istalgan biror nuqtasidagi qutblanish vektori to‘g‘risida fikr yuritish mumkin. Buning uchun shu nuqta atrofida elementar ΔV hajm ajratamiz. Bu hajm ichidagi barcha dipollar momentlarining vektor yig‘indisini shu ΔV hajmga nisbati,

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\sum_i \vec{p}_i}{\Delta V} \tag{4.3}$$

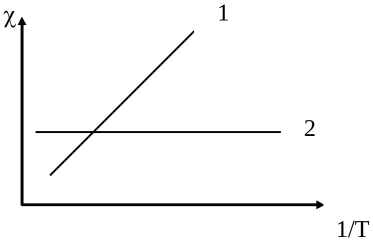
dielektrikning qutblanish vektorini ifodalaydi.

Tajribalarni ko‘rsatishicha, *izotrop dielektriklarda* qutblanish vektori $\vec{P}$ bilan maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ (agar $\vec{E}$ juda katta bo‘lmasa) orasidagi quyidagicha bog‘lanish bor.

$$\vec{P} = \chi\varepsilon_0 \vec{E} \tag{4.4}$$

χ - dielektrikning tabiatini ifodalaydigan musbat o‘lchamsiz ($\chi > 0$) kattalik bo‘lib, uni *dielektrik qabul qiluvchanlik* deyiladi. U $\vec{E}$ ga bolg‘iq emas. Qutbsiz molekulalardan tashkil topgan dielektriklarning χ temperaturaga bog‘liq emas, qutbli dielektriklarniki esa χ temperaturaga 1/T kabi bog‘langan bo‘ladi (rasm-4.2). Ko‘pchilik dielektriklarning χ birdan uncha katta emas, lekin spirt uchun $\chi = 25$ va suv uchun esa $\chi = 80$ ga teng.

Qutbsiz dielektriklar uchun (4.4) formula $\vec{P} = n_0 \vec{P}_e = n_0\alpha\varepsilon_0 \vec{E}$ ko‘rinishda yoziladi, uni (4.4) formulaga taqqoslab $\chi = n_0\alpha$ ekanligini ko‘ramiz, bunda $\alpha = 4\pi R^3$ - atomning qutblanuvchanligi deyiladi. Qutbli dielektriklarda esa (4.3) formula quyidagi ko‘rinishda yoziladi.



4.2-rasm

$$\vec{P} = n_0 < \vec{P}_e >,$$

bunda

$$< \vec{P}_e > = (p_e^2 /3kT) \vec{E}$$

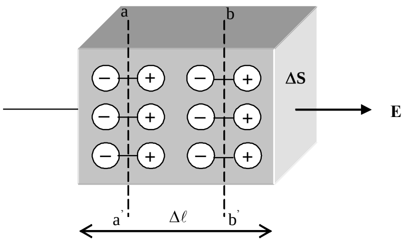
buni (4.4) ga taqqoslasak

$$\chi = n_0 \, p_e^2 /3\varepsilon_0 kT \tag{4.5}$$

ekanligini ko‘ramiz. *Bu ifodani Debay - Lanjeven formulasi deyiladi.*

3. BOG‘LANGAN ZARYADLAR

Faraz qilaylik, dielektrik kuchlanganligi $\vec{E}$ bo‘lgan elektr maydoniga joylashtirilgan bo‘lsin (rasm-4.3). Maydon ta’sirida dielektrik qutblanadi. Ya’ni uning molekulalaridagi musbat va manfiy zaryadlar, mos ravishda maydon va unga teskari yo‘nalishlarda siljiydi. Bunda qo‘shni dipollarning qarama - qarshi zaryadlari bir birlarini neytrallaydilar. Lekin, dielektrikning chap va o‘ng tomonidagi sirtlarida joylashgan manfiy va musbat zaryadlar o‘zaro neytrallashmaydi. Ya’ni, uning chap sirtida manfiy, o‘ngida esa musbat zaryadlar vujudga keladi. Bu zaryadlar dielektrik molekulalari bilan bog‘langan bo‘lgani uchun ko‘cha olmaydilar. *Shuning uchun ularni bog‘langan zaryadlar va dielektrikning qutblanishi tufayli vujudga kelganliklari uchun esa qutblangan sirt zaryadlari deyiladi. Sirt zaryadlari hosil qilgan ichki maydon tashqi maydonga teskari yo‘nalganligi tufayli, dielektrik ichida tashqi maydon zaiflashadi,*



4.3-rasm

Sirt zardlarini q′ bilan, ularning sirt zichligini esa σ′ bilan belgilaymiz. U holda, 4.3-rasmdagi dielektrikni elkasi Δℓ yuzasi ΔS, zaryadlari q′= σ′·ΔS teng bo‘lgan dipol deb qarash mumkin. Bu dipolning elektr momenti R =σ′ ΔS · Δℓ bo‘ladi. Qutblanish vektorining qiymati

$$P = R/\Delta V = =\sigma' \Delta S \cdot \Delta\ell/\Delta V = \sigma' = q'/\Delta S \tag{4.6}$$

$$q' = \mathbf{R}\, \Delta S \tag{4.7}$$

Demak, q′, **R** bilan ΔS ning ko‘paytmasiga teng.

Endi bir jinsli bo‘lmagan dielektrik berilgan bo‘lsin:

Bir jinsli bo‘lmagan dielektrik $\vec{E}$ elektr maydoniga kiritilsa, $\vec{E}$ ning yo‘nalishida dielektrik molekulalarning kontsentratsiyasi ortib boradi, yaoni $R_2 > R_1$, bunga asosan $q'_2 > q'_1$ bo‘ladi. Dielektrik xajmida vujudga keluvchi bu ortiqcha zaryadlarning miqdori

$$q'_{xajm} = q'_1 - q'_2 = R_1\Delta S - R_2\Delta S = (R_1 - R_2)\,\Delta S = -(R_2 - R_1)\,\Delta S \tag{4.8}$$

Gauss teoremasiga asosan ikkinchi tomondan $\vec{P}$ qutblanish vektorining aa′ vv′ berk sirt orqali oqimi, ya’ni

$$F_R = R_2\Delta S - R_1\Delta S = =(R_2 - R_1)\Delta S \tag{4.9}$$

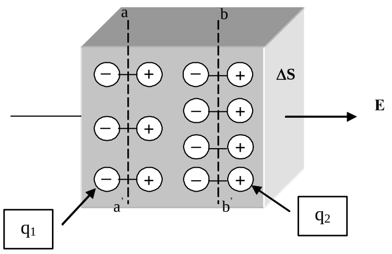
(4.8) va (4.9) larni solishtirish natijasida quyidagini hosil qilamiz:

$$F_R = -q'_{xajm} \qquad (4.10)$$

bunda $q'_{xajm} = \sum q'_i$ bog‘langan zaryadlar yg‘indisiga teng.
U holda

$$F_R = \oint_S R_n dS = -\sum q'_i \qquad (4.11)$$

Demak, dielektrik ichida olingan ixtiyoriy yopiq sirt orqali $\vec{P}$ ning oqimi shu sirt bilan chegaralangan hajmdagi bog‘langan zaryadlarning algebraik yig‘indisining teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng.



4.4-rasm

4. DIELEKTRIKDAGI ELEKTR MAYDONI. ELEKTR INDUKTSIYA VEKTORI. GAUSS TEOREMASI.

Dielektrik ichidagii elektr maydonini bog‘langan va erkin zaryadlar vujudga keltiradi. Dielektrik ichidagi natijaviy maydon

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \qquad (4.12)$$

bunda $\vec{E}_o$ – erkin zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganligi $\vec{E}'$ – bog‘langan zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganligi.

Gauss teoremasiga asosan dielektrikdagi berk sirt orqali kuchlanganlik vektorining oqimi

$$F_E = \oint_S E_n\, dS = 1/\varepsilon_0\left(\sum q_i + \sum q'_i\right) \qquad (4.13)$$

yoki

$$\oint (\varepsilon_0 \vec{E})_p\, dS = \varepsilon_0 F_E = \sum q_i + \sum q'_i \qquad (4.14)$$

Ma’lumki

$$F_R = -\sum q'_i \qquad (4.15)$$

U holda

$$\varepsilon_0 F_E + F_R = \sum q_i = \oint_S \varepsilon_0 E_p\, dS + \oint_S R_n dS = \oint_S (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})\, d\vec{S}$$

$\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \vec{D}$ *bu erda $\vec{D}$ vektorni elektr induktsiya vektori deyiladi.*

$$F_D = \varepsilon_0 F_E + F_R = \oint_S D_n dS = \sum q_i$$

Bu ifoda elektr induktsiyasi vektori uchun Gauss teoremasi

$$F_D = \oint_S D_n dS = \sum q_i \qquad (4.16)$$

bo‘ladi va quyidagicha ta’riflanadi: *elektr induktsiya vektorining yopiq sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan erkin zaryadlarning algebraik yig‘indisiga teng.*

Demak, elektr induktsiyasi $\vec{D}$ faqat erkin zaryadlar vujudga keltiradigan maydonni ifodalaydi. (4.16) formulani quyidagicha yozish mumkin

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \vec{E} + \chi\varepsilon_0 \vec{E} = \vec{E}\,\varepsilon_0 (1+\chi) = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \qquad (4.17)$$

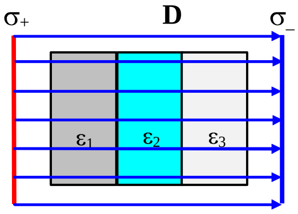
bu erda

$$\varepsilon = 1 + \chi \qquad (4.18)$$

dielektrik singdiruvchanligidir. Vakuumda $\varepsilon = 1$, chunki $\chi = 0$.
U holda

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}_0 \qquad (4.19)$$

(4.17) va (4.19) ga asosan $1 = E_0 / \varepsilon E$ yoki $\varepsilon = E_0/E$, ε - elektr maydoniga kiritilgan dielektrik ichidagi maydon vakuumdagi maydonga nisbatan necha marta susayishini ifodalaydi.



4.5-rasm

Demak, elektr maydonini $\vec{E}$ bilan yoki $\vec{D}$ bilan ham ifodalash mumkin. Lekin, $\vec{D}$ dan foydalanishning sababi nima Buni tushuntirish uchun 4.5-rasmda ko‘rsatilgandek dielektriklar tizimini olaylik, Bundagi dielektriklarlarning harbiridagi maydon kuchlanganliklari quyidagicha bo‘ladi:

$E_1 = E_0/\varepsilon_1$; $E_2 = E_0/\varepsilon_2$; $E_3 = E_0/\varepsilon_3$;

Elektr induktsiya vektorilari esa mos holda quyidagilarga:

$D_1 = \varepsilon_0\,\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0\,\varepsilon_1\,(E_0/\varepsilon_1) = \varepsilon_0\,E_0$

$D_2 = \varepsilon_0\,\varepsilon_2 E_2 = \varepsilon_0\,\varepsilon_2\,(E_0/\varepsilon_2) = \varepsilon_0\,E_0$

$D_3 = \varepsilon_0\,\varepsilon_3 E_3 = \varepsilon_0\,\varepsilon_3\,(E_0/\varepsilon_3) = \varepsilon_0\,E_0$

teng bo‘ladi.

Demak $\vec{E}$ ning qiymati turli dielektriklarda turlicha, lekin, $\vec{D}$=const, ya’ni o‘zgarmasdan qoladi. Shuning uchun turli jismlardagi elektr maydonini hisoblashda $\vec{D}$ dan foydalanish qulay, chunki, $\vec{E}$ vektor ixtiyoriy zaryaddan, yaoni bog‘langan va erkin zaryadlardan boshlanishi va ularda tugashi mumkin, $\vec{D}$ vektor esa faqat erkin zaryadlardan boshlanadi va ularda tugaydi.

5. IKKITA DIELEKTRIK CHEGARASIDAGI CHEGARAVIY SHARTLAR.

Ikkita dielektrik chegara sirti yaqinida $\vec{E}$ va $\vec{D}$ vektorlar ma’lum chegaraviy shartlarni qanoatlantirishi kerak.

Bu shartlar

$$\oint_L \vec{E}d\vec{\ell} = 0 \tag{4.20}$$

va

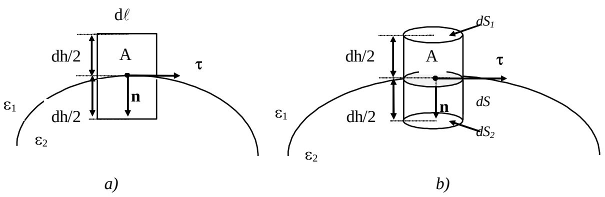
$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \tag{4.21}$$

munosabatlardan kelib chiqadi.

Dielektrik singdiruvchanligi ε_1 va ε_2 bo‘lgan dielektriklar chegarasini qarab chiqaylik. Ikki muxit chegarasida olingan A nuqtada sirtga urinma ($\vec{\tau}$) va normal ($\vec{n}$) birlik vektorlar o‘tkazamiz. A nuqta atrofida L to‘g‘ri to‘rtburchakli berk kontur quramiz, bu to‘rtburchakning ikki tomoni ($d\ell$) sirtga parallel va ikki tomoni (dh) sirtga perpendikulyar yo‘nalgan bo‘lsin (4.6-rasmning *a)* qismi).

(4.21) formulaga asosan $\Delta h \to 0$ da

$$\lim_{\Delta h \to 0} \oint_{(L)} \vec{E}d\vec{\ell} = 0 \tag{4.22}$$



4.6-rasm

bo‘ladi. $\Delta h \to 0$ da L konturning yon tomonlari va $\int \vec{E}d\vec{\ell}$ integralning qiymati nolga intiladi, konturning yuqori va quyi tomonlari esa ikki muxit chegarasiga yaqinlashadi. Shuning uchun L kontur bo‘yicha soat strelkasiga teskari yo‘nalishda o‘tilsa quyidagi

$$\lim_{\Delta h \to 0} \oint_{(L)} \vec{E}d\vec{\ell} = (E_{2\tau} - E_{1\tau})d\ell \tag{4.23}$$

munosabat hosil bo‘ladi.

<u>*(4.22) va (4.23) ifodalardan maydon kuchlanganligining birinchi sharti kelib chiqadi bo‘ladi:*</u>

$$E_{2\tau} = E_{1\tau} \tag{4.24}$$

Demak, ikki muxit chegarasidagi sirtga urinma yo‘nalishidagi maydon kuchlanganligining tashkil etuvchisi ikki muxit chegarasidan o‘tganda o‘zgarmaydi.

$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$ formulaga asosan (4.24) ni quyidagicha yozish mumkin

$$\frac{\vec{D}_{1\tau}}{\varepsilon_0\varepsilon_1} = \frac{\vec{D}_{2\tau}}{\varepsilon_0\varepsilon_2} \quad \text{yoki} \quad \frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \tag{4.25}$$

<u>*Ikinchi shartni aniqlash uchun ikki muhit chegarasidagi A nuqta atrofida dS kichik yuza olamiz va uni asos qilib. Δh balandlikka ega bo‘lgan silindr quramiz.*</u> Bunda silindrning Δh yasovchisi dS kichik yuzaga tushirilgan $\vec{n}$ normalga parallel qilib olingan. $\vec{n}$ (4.5-rasmning *b*) qismi). Ikki muxit chegarasida dS_1 va dS_2 ($dS_1 = dS_2 = dS$) yuzalar juda kichik va ulardagi maydonni bir jinsli deb olish mumkin.

Gauss teoremasiga asosan dS_1 asos orqali kuchlanganlik oqimi $D_{1n}dS_1$, shuningdek, dS_2 asos orqali oqim $D_{2n}dS_2$. Silindrning yon sirti dS sirtga perpendikulyar bo‘lgani uchun va dh nolga intilganda, yon sirt orqali oqim nolga teng. Shunday qilib berk silindrik sirt orqali to‘la oqim:

$F_D = D_{1n}dS_1 + D_{2n}dS_2 + < D_n >dS_{yon} \approx D_{1n}dS + D_{2n}dS +<D_n>dS_{yon}=0$ (4.26)

Yuqoridagi sabalarga ko‘ra, $h\to 0$ bo‘lganda, $S_{yon} \to 0$ intiladi yoki

$$\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \sum q_i$$

yoki

$$\lim_{h\to 0}\oint_S \vec{D}d\vec{S} = (D_{1n} + D_{2n})dS = \lim_{h\to 0}\sum q_i \ .$$

Agar ikki muxit chegarasidagi sirtda erkin elektronlar bo‘lmasa

$$\lim_{h\to 0}\sum q_i = 0$$

bo‘ladi.

Shuning uchun $D_{1n} = - D_{2n}$ hosil bo‘ladi.

Bunda D_{1n} - dielektriklar chegarasiga yaqin joyda birinchi dielektrikdagi $\vec{D}$ vektorining $\vec{n}$ ga proektsiyasi, D_{2n} esa ikkinchi dielektrikdagi $\vec{D}$ vektorining $\vec{n}$ ga proektsiyasi. Minus ishora $\vec{n}_1$ va $\vec{n}_2$ normallar silindr asoslarida qarama-qarshi yunalganligi uchundir.

Agar $\vec{D}_1$ va $\vec{D}_2$ vektorlarni bitta normalga proektsiyalasak

$$D_{1n} = D_{2n} \tag{4.27}$$

shart bajariladi.

<u>*Bu $\vec{D}$ vektor uchun ikkinchi shart bo‘ladi.*</u> Ya’ni ikki muxit chegarasidan o‘tishda erkin zaryadlar bo‘lmasa, elektr induktsiya vektori $\vec{D}$ ning normal tashkil etuvchisi o‘zgarmaydi. Shunga mos holda maydon kuchlanganligi uchun ikkinchi shart quyidagicha bo‘ladi,

$$E_{2n} = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)E_{1n} . \tag{4.28}$$

Agar birinchi muxit vakuum bo‘lsa, ya’ni $\varepsilon_1 =1$ bo‘lsa, $E_{2n} = \dfrac{E_{1n}}{\varepsilon_2}$.

Shunday qilib, muxitning nisbiy sindirish ko‘rsatkichi quyidagi ma’noga ega. Muxitning nisbiy dielektrik singdiruvchanlik

elektrostatik maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi vakuumdan muxitga o‘tganda necha marta kamayishini ko‘rsatadi.

(4.24), (4.25) va (4.27), (4.28) formulalardan ko‘rinadiki, ikki dielektrik chegarasidan o‘tishda $\vec{D}$ vektorning (D_n) normal tashkil etuvchisi o‘zgarmaydi, $\vec{E}$ vektorining (E_n) normal tashkil etuvchisi esa o‘zgaradi.

(4.24), (4.25), (4.27), (4.28) munosabatlar ikki dielektrik chegarasida $\vec{E}$ va $\vec{D}$ vektorlar qanoatlantiruvchi shartlarni ifodalaydi (chegara sirtda erkin elektronlar bo‘lmagan holda).

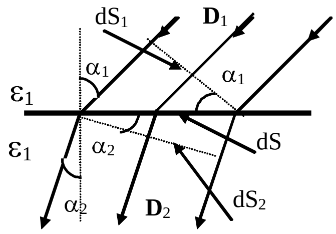
Bu formulalar bir jinsli elektrostatik maydon uchun olindi, lekin ular o‘zgaruvchi maydonlar uchun ham to‘g‘ridir. (4.27) formulani (ikkinchi shartni), induktsiya (kuchlanganlik) chiziqlari ikki muxit (dielektrik) chegarasidan o‘tganda uzilmasligiga asoslanib ham olish mumkin (rasm.4.7). Kuchlanganlik chiziqlari ikki muxit (dielektrik) chegarasidan o‘tganda sinadi. Birinchi dielektrikda ΔS_1 yuzadan o‘tuvchi oqim $D_1\Delta S_1 = D_1\Delta S \cos\alpha_1$, ikkinchi dielektrikda ΔS_2 yuzadan o‘tuvchi oqim $D_2\Delta S_2 = D_2\Delta S \cos\alpha_2$, ga teng bo‘ladi. Agar chegarada kuchlanganlik chiziqlari uzilmasa bu ikkala ifoda o‘zaro teng bo‘lishi kerak,

ya’ni, $D_1 \Delta S \cos\alpha_1 = D_2\Delta S \cos\alpha_2$

$$D_1 \cos\alpha_1 = D_2 \cos\alpha_2 ,$$

bunda $D \cos\alpha$ - $\vec{D}$ vektorning D_n normal tashkil etuvchisi ekanligini etiborga olsak, ya D_{1n} ni $D_{1n} = D_{2n}$ (4.29) ifodani hosil qilamiz.

Ikkinchi dielektrik chegarasida kuchlanganlik chiziqlari sinsa, α burchak o‘zgaradi. 4.8 - rasmdan



4.7-rasm

$$tg\alpha_1 = \frac{D_{1\tau}}{D_{1n}} = \frac{E_{1\tau}}{E_{1n}}$$

$$tg\alpha_2 = \frac{D_{2\tau}}{D_{2n}} = \frac{E_{2\tau}}{E_{2n}}$$

$$tg\alpha_1 : tg\alpha_2 = \frac{D_{1\tau}}{D_{1n}} : \frac{D_{2\tau}}{D_{2n}}$$

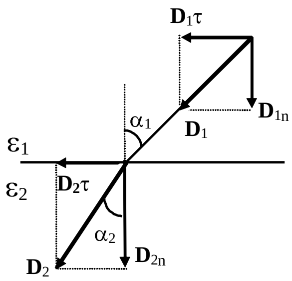
(4.25) va (4.29) formulalarga asosan

$$\frac{tg\alpha_1}{tg\alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \tag{4.30}$$

Bu ifoda ikki muxit chegarasida elektrostatik maydon kuchlanganlik chiziklarining sinish qonunidir. Agar maydon kuch chiziqlari ε kichik dielektrikdan ε katta dielektrikka o‘tsa kuch chiziqlari siyraklashadi, agar aksincha bo‘lsa, kuch chiziqlari qo‘yiqlashadi.

6. SEGNETOELEKTRIKLAR

Dielektriklarda dipollar tartibsiz joylashganligi uchun $\vec{E}$ = 0 da, $\vec{P}$ = 0 bo‘ladi. Lekin, aksariyat dielektriklar uchun o‘rinli bo‘lgan bu hol segnetoelektriklar deb ataluvchi bir huruh moddalar uchun istisnodir.



4.8-rasm

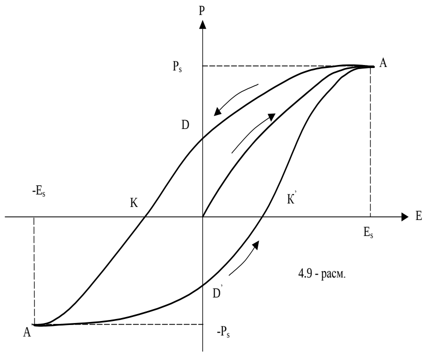
Bu guruhning birinchi vakilari <u>*segnet*</u> tuzi. ($NaKC_4H_4O_6\ 4H_2O$ va VaT_iO_3) titanat bariylardir.

1. Segnetoelektriklarda dielektrik sigdiruvchanlik boshqa moddalarga nisbatan juda katta, yaoni ε >>1 bo‘ladi. Masalan: segnet tuzi uchun ε = 10000 , bariy titanati uchun ε = 7000.

2. Segnetoelektriklarning ε si $\vec{E}$ ga bog‘liq. Shuning uchun $\vec{P}$ ning $\vec{E}$ ga bog‘liqligi chiziqli emas.

3. Segnetoelektriklarning qutblanish $\vec{P}$ vektori uning dastlabki sharoitiga ham bog‘liq. Masalan, 4.9-rasmda $\vec{E}$ ning 1 qiymatiga $\vec{P}$ ning 3 qiymati mos keladi. Segnetoelektriklarning bu xususiyatlari ularda domenlar deb atalauvchi <u>*spontan qutblanish*</u> sohalari mavjudligi bilan tushintiriladi.

Agar segnetoelektrik o‘zgaruvchi $\vec{E}$ maydonga joylashtirilsa, undagi $\vec{P}$ ning o‘zgarishi <u>*gisterezis sirtmog‘i*</u> (4.9-rasm) deb ataladigan berk egri chiziqdan iborat bo‘ladi. R_q - qoldiq qutblanish, E_k - koertsitiv kuch. Bunday xususiyat har bir segnetoelektrik uchun xos bo‘lgan temperaturagacha yoki temperaturalar oralig‘ida sodir bo‘ladi. <u>*Bu temperaturalarni Kyuri nuqtalari deyiladi.*</u> Masalan: segnet tuzi uchun 258 K va 298 K (-15^{0}S va +22,5^{0}S) lar oralig‘ida segnetoelektriklik xossalari namoyon bo‘ladi.



4.9-rasm

<u>*Segnetoelektriklarni va ba’zi simmetriya markaziga ega bo‘lmagan kristallarni mexanik ta’sir tufayli deformatsiyalasak, ular qutblanadi. Vujudga kelgan zaryad miqdori ta’sir kuchiga to‘g‘ri proportsional. Bu xodisa to‘g‘ri poezoelektrik effekt deyiladi.*</u>

Hozirgi vaqtda segnetoelektrik xossalariga ega bo‘lgan juda ko‘p dielektrik moddalar aniqlangan. Ulardan kondensatorlarda, ultratovush generatorlarida keng foydalaniladi.

MAVZU:. ELEKTROSTATIK MAYDONDA O‘TKAZGICHLAR.

Reja:

1. Ixtiyoriy qo‘rinishdagi zaryadlangan berk sirt ichidagi maydon. O‘tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi.
2. O‘tkazgich sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi
3. Van-de-Graaf generatori.
4. Yakkalangan o‘tkazgichning elektr sig‘imi.
5. Kondensatorlar
6. Elektrostatik maydon energiyasi.

<u>Tayanch so‘z va iboralar:</u> O‘tkazgichlar, dielektriklar, yarim o‘tkazgichlar, erkin elektronlar, bog‘langan elektronlar, elektrostatik induktsiya xodisasi, elektr sig‘imi, Farada, kandensator, kondensatorni ulash, yakkalangan o‘tkazgich, elektrostatik maydon energiyasi, energiyaning hajmiy zichligi.

Ixtiyoriy ko‘rinishdagi zaryadlangan berk sirt ichidagi maydon. O‘tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi O‘tkazgich deganda elektr tokini o‘tkaza oladigan ixtiyoriy o‘lcham va shakldagi modda tushuniladi. Nafaqat metallar balki elektrolitlar va umuman ichida erkin zaryadlari bo‘lgan har qanday muhitni (jismni) o‘tkazgich deyish mumkin. Aniqlik uchun biz quyida o‘tkazgich deganda metall jismlarni nazarda tutamiz. Metallarda tok tashuvchilar vazifasini ularning tarkibidagi "erkin" elektronlar bajaradi. Erkin elektronlar juda kichik kuchlar ta’sirida ham harakatga kela olishadi.

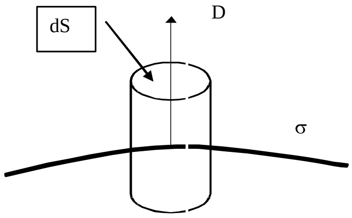
Tashqi elektr maydoni bo‘lmaganda manfiy zaryadli erkin elektronlarning elektr maydoni, metall atomlarining musbat zaryadlangan ionlari hosil qilgan maydon bilan o‘zaro kompensatsiyalashgan bo‘ladi.

O‘tkazgich elektr maydoniga kiritilsa uning erkin elektronlari shunday qayta taqsimlanadiki, oqibatda o‘tkazgichning ichidagi ixtiyoriy nuqtalarda elektron va musbat ionlar xosil qilgan elektr maydoni, tashqi elektr maydonni kompensatsiyalaydi. Tashqi maydon ta’sirida o‘tkazgichlardagi zaryadlarning qayta taqsimlanishiga *<u>elektrostatik induktsiya</u>* deyiladi. Bu jarayonda hosil bo‘lgan zaryadlar miqdoran teng, ishoralari esa qarama-qarshi bo‘ladi. Tashqi elektr maydondan o‘tkazgich chiqarilishi zahoti mazkur zaryadlar g‘oyib bo‘lishadi. Elektrostatik maydonga kiritilgan o‘tkazgichlardagi zaryadlar muvozanatda bo‘lishi quyidagi shartlar bajarilishi bilan bog‘liq:

- bir hil ishorali zaryadlar bir-biridan qochganliklari uchun. o‘tkazgichlarga tashqaridan berilgan zaryadlar uning tashqi sirti bo‘yicha taqsimlanadi. Shu sababli o‘tkazgich ichida ortiqcha zaryadlar bo‘lmaydi va uning ichidagi bir qism moddani olib tashlasa ham zaryadlarning tashqi sirt bo‘yicha taqsimlanishi buzilmaydi, ya’ni zaryadlar ichi bo‘sh jismlarda ham xuddi yaxlit o‘tkazgichlardagi kabi ularning tashqi sirti bo‘yicha taqsimlanadi.
- o‘tkazgichdagi ortiqcha zaryadlar uning sirtida taqsimlanganligi uchun o‘tkazgichning ichidagi barcha nuqtalarda **E = 0**, uning sirti yaqinida esa **E = E**$_n$, (**E**$_t$ = 0, aks holda zaryadlar sirt bo‘ylab harakatga kelgan bo‘lar edi).
- **o‘tkazgich ichidagi barcha nuqtalarning potentsiali o‘zgarmas, ya’ni uning butun hajmi ekvipotentsial bo‘ladi, chunki** $\frac{\partial\varphi}{\partial\ell} = -E_\ell = 0$ **va φ = const o‘tkazgichning sirti ham ekvipotentsial bo‘ladi, chunki** $\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} = -E_\tau = 0$ **va φ = const zaryadlangan ikki o‘tkazgich bir-biriga tashqi sirtlari orqali tekkizilsa, potentsiallari tenglashgunga qadar, ularning zaryadlari o‘zaro qayta taqsimlanadi.**

2. O‘TKAZGICH SIRTI YAQINIDAGI MAYDON KUCHLANGANLIGI

Zaryad zichligi σ bo‘lgan o‘tkazgichning sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ va elektr induktsiya vektori $\vec{D}$ ni hisoblaymiz. Buning uchun zaryadlangan o‘tkazgich sirtiga o‘tkazilgan normalga parallel va asoslari dS bo‘lgan tsilindrsimon yopiq sirt orqali kuchlanganlik chiziqlari oqimini aniqlaylik (5.1-rasm). Silindr asoslarining biri o‘tkazgich ichida, ikkinchisi esa uning tashqarisida joylashsin. O‘tkazgich ichida $\vec{E}$ =0 bo‘lgani uchun $\vec{D}$ ham nolga teng. Demak, silindrning o‘tkazgich ichidagi dS asosi va uning yon sirtlari orqali kuch chiziqlarining oqimi nolga teng. Silindrning tashqi asosi orqali elektr induktsiya vektorining oqimi:



5.1-rasm

$$dF_D = DdS = dq = \sigma dS,$$

bundan

$$D = \sigma \qquad (5.1)$$

ekanligi kelib chiqadi. Demak

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E}$$

bo‘lgani uchun

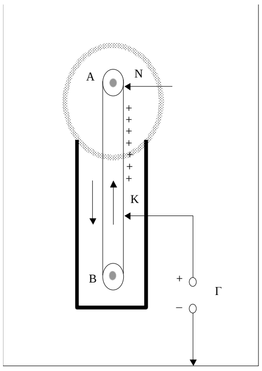
$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} \qquad (5.2)$$

bo‘ladi, bundagi ε - o‘tkazgichni o‘rab turgan muxitning dielektrik singdiruvchanligi.

3. VANDE-GRAAF GENERATORI.

Yuqorida qayd qilganimizdek, agar zaryadlangan metall sharcha boshqa zaryadlanmagan metall sharchaning tashqi sirtiga tekkizilsa, ularning potentsiallari tenglashib qolgunga qadar uning zaryadi har ikki sharchalar o‘rtasida qayta taqsimlanadi. Ammo zaryadlangan sharcha kovak o‘tkazgichning (sharchaning) ichki sirtiga tekkizilsa, o‘tkazgichning ichida ortiqcha zaryad bo‘la olmaganligi uchun, uning zaryadi to‘lasicha o‘tkazgichga o‘tib, uning tashqi sirti bo‘ylab taqsimlanib qoladi. Mazkur jarayonni ko‘p marta takrorlash orqali o‘tkazgich potentsialini oshirish mumkin. Shunday usul bilan yuqori kuchlanish hosil qilishga imkon beradigan elektrostsatik generator Gollandiyalik olim Vande-Graaf tomonidan kashf etilgan. Uning generatori quyidagicha ishlaydi.

Shoyi yoki rezinalashtirilgan matodan qilingan lentani, 5.2- rasmda ko‘rsatilganidek, A va V shkivlar harakatga keltiradi. Lentaning pastki qismiga elektrostatik mashinaning qutblaridan biriga ulangan K taroq tegib turadi. Ustki qismiga esa sharning ichki devoriga mahkamlangan N taroq tegib turadi. Lenta hararkatga kelganda G elektr mashinadan K orqali olingan zaryad N orqali o‘tkazgichning ichki devoriga uzatiladi va sharning tashqi sirti bo‘ylab taqsimlanadi. Shar sirtidan uni o‘rab turgan havoga, razryad tufayli, sizib ketayotgan zaryad miqdori oqib kelayotgan zaryad miqdoriga teng bo‘lmaguncha sharning zaryadi va potentsiali ortadi. Bunday usul bilan sharning potentsialini 10^7 V gacha orttirish mumkin.



5.2-rasm

4. YAKKALANGAN O‘TKAZGICHNING ELEKTR SIG‘IMI.

Atrofidagi o‘tkazgichlarning elektr maydoni ta’sir qila olmaydigan masofada joylashgan o‘tkazgichni yakkalangan o‘tkazgich deyiladi. Bunday o‘tkazgichning potentsiali zaryad miqdoriga to‘g‘ri proportsional bo‘ladi

$$\varphi = \frac{q}{C},$$

bundagi S ni o‘tkazgichning *elektr sig‘imi* yoki sig‘im deyiladi va undan:

$$S = \frac{q}{\varphi}. \quad (5.3)$$

O‘tkazgichning elektr sig‘imi son jixatdan uning potentsialini bir birlikka ortirish uchun kerak bo‘lgan zaryad miqdoriga teng. Sig‘im o‘tkazgichning geometrik o‘lchamlariga va uni o‘rab olgan muhitning dielektrik singdiruvchanligiga bog‘liq bo‘ladi. Turli shakldagi o‘tkazgichlar sig‘imini (5.3) yordamida aniqlash mumkin.

Bizga ma’lumki, zaryadlangan R radiusli sharning sirtidagi potentsiali

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R} \quad (5.4)$$

ifoda bilan aniqlanadi. U holda (5.4) ni (5.3) ga qo‘yib sharning sig‘imi

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R \quad (5.5)$$

ekanini topamiz. Demak sharning elektr sig‘imi uning radiusiga va uni o‘rab olgan muhitning dielektrik singdiruvchanligi ε ga bog‘liq ekan.

Sig‘imning o‘lchov birligi qilib 1Kl zaryad berilganda potentsiali 1V ga ortadigan o‘tkazgichning sig‘imi qabul qilingan va uni Farad deb ataladi.

1F=1Kl/1V - (5.5) ga binoan 1F sig‘imga ega bo‘lgan sharning radiusi $9x10^9$m bo‘ladi. Er sharining sig‘imi esa 0.7F tashkil etadi.

Farad juda katta sig‘im birligi bo‘lgani uchun amalda uning ulushlari

$$1\ \text{mkF} = 10^{-6}\ \text{F}, \quad 1\ \text{pF} = 10^{-12}\ \text{F}$$

deb ataluvchi o‘lchov birliklaridan foydalaniladi.

5. KONDENSATORLAR

Yakkalanganlik sharti buzilganda o‘tkazgichning sig‘imi qanday o‘zgarishini aniqlash uchun uning yaqiniga boshqa bir o‘tkazgichni joylashtiramiz. Soddalik uchun yakkalangan musbat zaryadlangan A shar yoniga boshqa ixtiyoriy o‘tkazgichni yaqinlashtiramiz.

Bizga ma’lumki, yakkalangan metall sharchaning zaryadi uning sirti bo‘yicha bir tekis taqsimlangan bo‘ladi. Sparning markazidan biror R masofada joylashgan M nuqtadagi maydon potentsiali $\varphi = q/4\pi\varepsilon_o\varepsilon r$ 4 ifoda bilan aniqlanadi.

Sparchadagi q zaryad xosil qilgan elektr maydon ta’sirida unga yaqinlashgan o‘tkazgichning erkin zaryadlari qayta taqsimlanadi (5.3-rasm). O‘tkazgichning sharchaga yaqin sirtida manfiy, uzoq sirtida esa musbat zaryadlar induktsiyalanadi. Mazkur induktsiyalangan zaryadlarning o‘tkazgich ichida hosil bo‘lgan maydonini kompensatsiyalash uchun sharchaning ham zaryadi qayta taqsimlanadi. A va V o‘tkazgichlardagi zaryadlarning qayta taqsimlanishi oqibatida M nuqtadagi maydon kuchlanganligi kamayadi:

$$\mathbf{E}^{'} < \mathbf{E} = q/4\pi\varepsilon_o\varepsilon r^2; \quad \varphi^{'} = \int \mathbf{E}^{'}\mathbf{dr} < \int \mathbf{Edr} = q/4\pi\varepsilon_o\varepsilon r; \quad \varphi^{'} < \varphi.$$

Demak, yakkalanmagan o‘tkazgichning sig‘imi doimo uning yakkalangan holatdagi sig‘imidan katta bo‘ladi. Bu xodisadan foydalanib zaryad to‘plashga imkon beradigan *“Kondensator“* deb atalgan qurilmalar yasaladi. *Har qanday kondensator ikki o‘tkazgichdan iborat sistema bo‘lib, o‘tkazgichlarni uning qoplamalari deyiladi. Qoplamalarning geometrik shakliga qarab, ularni yassi, sferik va slindrik kondensatorlar deyiladi.*

Odatda kondensator qoplamalari bir-biriga nisbatan shunday joylashtiriladiki, ularga miqdorlari bir hil va ishoralari qarama-qarshi zaryad berilganda hosil bo‘ladigan elektr maydoni qoplamalar orasida mujassamlashgan bo‘ladi. Bunga qoplamalar orasidagi masofa d ni, ular qoplamalarning chiziqli o‘lchamlariga nisbatan ancha kichik qilish yo‘li bilan erishiladi.

<u>*Yassi kondensator sig‘imi.*</u> Bir biridan d masofada joylashgan, har birining yuzasi S bo‘lgan ikki paralel metall plastinkalardan iborat sistemani yassi kondensator deyiladi (5.4-rasm). $\sqrt{S}$ >>d, bo‘lgani uchun kondensator qoplamalarini cheksiz zaryad

langan tekisliklar deb qarab, ular orasidagi maydon kuchlanganligini $E=\sigma/\varepsilon_o$ ifoda yordamida hisoblash mumkin. U holda qoplamalar orasidagi potentsiallar ayirmasi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \sigma\, d/\varepsilon_o\varepsilon.$$

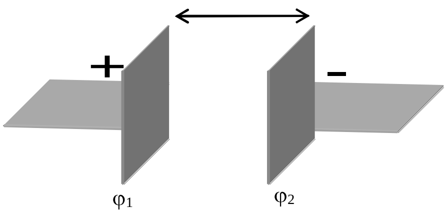
Sig‘imi esa, $C = \varepsilon_o\varepsilon S/d$ (5.6)

bo‘ladi.

Bunda ε - qoplamalar orasida joylashtirilgan dielektrikning dielektirik singdiruvchaniligi.

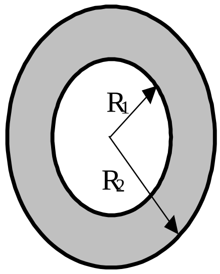
Kondensatorning sig‘imi uning qoplamalari orasidagi potentsiallar ayirmasini bir birlikka oshirish uchun qoplamalarga qancha miqdorda zaryad berish kerakligini ko‘rsatadi.

<u>*Sferik kondensator*</u> radiuslari $R_2>R_1$ bo‘lgan ikkita kontsentrik sfera shaklidagi qoplamalardan iborat bo‘ladi (5.5-rasm).



5.4-rasm

Ichki qoplamaga q>0, tashqi qoplamaga esa q<0 zaryad berilgan bo‘lsin. Bizga ma’lumki, zaryadlangan sfera fazasi o‘zidan tashqarida elektr maydon hosil qiladi. Qoplamalar musbat va manfiy zaryadlar bilan zaryadlanganliklari uchun ular tomonidan hosil qilingan elektr maydoni tashqi qoplamaning tashqarisida bir-birini yo‘qotadi. Shuning uchun kondensator qoplamalari orasidagi maydon ichki qoplamaning q zaryadi hosil qilgan maydondan iborat bo‘ladi:



$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}$$

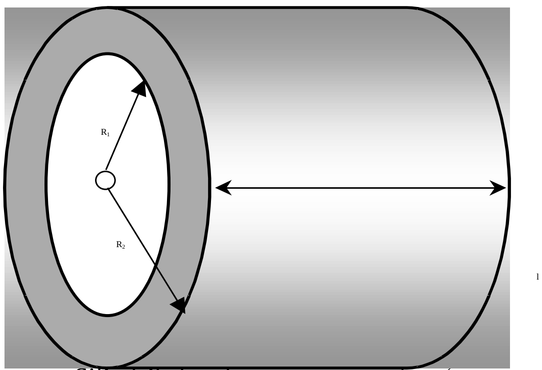
$$\frac{d\varphi}{dr} = -E_r = -\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\int_{R_1}^{R_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left[\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1}\right]$$

U holda

$$C = q/(\varphi_1 - \varphi_2) = 4\pi\varepsilon_o\varepsilon R_1R_2/(R_2 - R_1) \qquad (5.7)$$

agar $R_2 - R_1 = d << R_1$ bo‘lsa, $C = \varepsilon_0\varepsilon S/d$ bunda $S = 4\pi R^2$ -kondensator ichki qoplamasining yuzasi. elektr maydon ichki qoplamaning zaryadlari tomonidan hosil qilinadi.



Bunda $R_2 - R_1 = d << \ell$ shart bajarilsa cheksiz uzun silindrlar deb ular orasidagi maydon kuchlanganligini hisoblash mumkin:

$$\int E ds = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon}$$

$$E 2\pi r l = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon}$$

$$E = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon r}$$

<u>*Silindrik kondensator*</u> -umumiy o‘qqa ega bo‘lgan va bir-biriga kiydirilgan ikkita yupqa devorli metal silindrdan iborat qurilmadir (5.6-rasm). R_1 radiusli ichki qoplamaga musbat, R_2 radiusli tashqi qoplamaga manfiy q zaryad berilgan bo‘lsin. Sferik kondensatorlar uchun ko‘rsatilgan shartlarga ko‘ra qoplamalar orasida mujassamlashgan kiydirilgan ikkita yupqa devorli metal silindrdan iborat qurilmadir (5.6-rasm). R_1 radiusli ichki qoplamaga musbat, R_2 radiusli tashqi qoplamaga manfiy q zaryad berilgan bo‘lsin. Sferik kondensatorlar uchun ko‘rsatilgan shartlarga ko‘ra qoplamalar orasida mujassamlashgan

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{R_1}^{R_2} E dr = \int_{R_1}^{R_2} \frac{q dr}{2\pi\varepsilon_0 \varepsilon l r} = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0 \varepsilon l} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

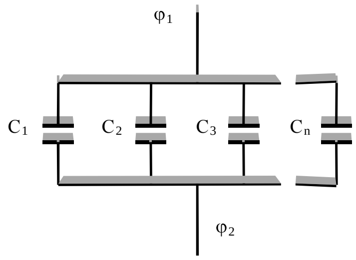
$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{2\pi\varepsilon_0 \varepsilon l}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \qquad (5.8)$$

Agar $R_2 - R_1 = d << R_1$ bo‘lsa, $C = \varepsilon_0 \varepsilon S/d$ hosil bo‘ladi.

<u>Kondensatorlarni ula Kondensatorni ulash</u>. Amalda kerak bo‘lgan elektr sig‘imini hosil qilish uchun kondensatorlarni bir-biriga parallel yoki ketma-ket ulanadi. Kondensatorlarni parallel ulash 5.7-rasmda ko‘rsatilgan.

Parallel ulangan kondensatorlarning qoplamalari orasidagi potentsiallar ayirmasi $\varphi_1 - \varphi_2$ bir xil bo‘ladi. Ularning qoplamalarida to‘plangan zaryadlar esa mos xolda

$q_1 = c_1(\varphi_1 - \varphi_2)$,
$q_2 = c_2(\varphi_1 - \varphi_2)$,
....
$q_n = c_n(\varphi_1 - \varphi_2)$.



5.7-rasm

Kondensator batareyasining zaryadi

$$q = \sum_{i=1}^{n} q_i = (c_1 + c_2 + c_3 + \ldots + c_p)(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Batareyaning to‘la sig‘imi

$$c = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = c_1 + c_2 + \ldots + c_n = \sum_{i=1}^{n} c_i \qquad (5.9)$$

Demak umumiy sig‘im ulangan kondensatorlar sig‘imlarining yig‘indisiga teng bo‘ladi.

5. Kondensatorlarni ketma-ket ulash

Ketma ket ulash 5.8-rasmda ko‘rsatilgan. bunda barcha kondensatorlardagi zaryad miqdori bir hil va kondensatorlar batareyasining zaryadiga teng, kondensatorlar uchlaridagi potentsiallar ayirmasi esa turlicha bo‘ladi,

5.8-rasm

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + \Delta\varphi_3 + \ldots + \Delta\varphi_n = q/C_1 + C_2 + \ldots + q/C_n$$

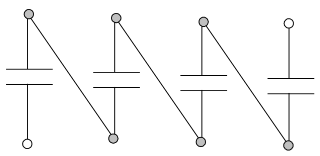
$$\varphi_1 - \varphi_2 = q(1/C_1 + 1/C_2 + \ldots + 1/C_n) = q/C$$

Demak, $1/C = 1/C_1 + 1/C_2 + \ldots + 1/C_n$ yoki

$$\frac{1}{c} = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{1}{c_i} \right) \qquad (5.10)$$

Natijaviy sig‘im batareyaga ulangan eng kichik sig‘imdan ham kichik bo‘ladi.
Masalan: $C_1 = C_2 = \ldots = C_n = C_0$ bo‘lsa, $S = S_0/n$ bo‘ladi.

Agar 5.8-rasmdagidek parallel ulangan kondensatorlar batareyasi bir xil n ta kondensatorlardan iborat bo‘lsa va ularni $\Delta\varphi$ potentsiallar farqigacha zaryadlab so‘ngra zaryadlangan xolda ketma-ket ulasak, (5.9-rasm) batareya klemalarida $n\Delta\varphi$ potentsiallar farqi hosil bo‘ladi. Shunday printspida yuqori kuchlanishli impulg‘li generatorlar quriladi.
Bu generatorlar yordamida bir necha megavolg‘t potentsiallar farqini hosil qilish mumkin. Impulg‘sli generatorlar elektrotexnikada keng qo‘llaniladi.



5.9-rasm

6. ELEKTROSTATIK MAYDON ENERGIYASI.

A). QO‘ZG‘ALMAS ZARYADLARNING O‘ZARO TA’SIR ENERGIYASI

Bir - biridan r masofada joylashgan qo‘zg‘almas q_1 va q_2 zaryadlar sistemasi berilgan bo‘lsin (5.10-rasm). Berilgan zaryadlar bir - biridan cheksiz uzoqlikda joylashganda o‘zaro ta’sirlashmaydi. Agar ulardan birini (q_1) qo‘zg‘almas deb, ikkinchisini (q_2) deb, r masofagacha yaqinlashtirilganda

$$A_{12} = q_2\varphi_{12} = q_2q_1/4\pi\varepsilon_0 r$$

ish bajariladi. Bunda φ_{12} - $q_1$ning q_2 joylashgan nuqtadagi maydon potentsiali. Shunday yo‘l bilan q_1 ni q_2 ga yaqinlashtirsak ham

$$A_{21} = q_1\varphi_{21} = q_1q_2/4\pi\varepsilon_0 r$$

5.10-rasm

ish bajariladi. Bunda φ_{21} - q_2 ning q_1 joylashgan nuqtada hosil qilgan maydon potentsiali.

Har ikki holda ham bir xil ish bajariladi va bu bajarilgan ish zaryadlarning o‘zaro ta’sir potentsial energiyasiga aylanadi va

$$W_{12}= W_{21}= q_1\varphi_{21} = q_2\varphi_{12} = 1/2\ (q_1\varphi_1+ q_2\varphi_2)$$

deb yozish mumkin. Bunda φ_1 va φ_2 mos ravishda q_1 va q_2 zaryadlar joylashgan nuqtalardagi maydon potentsialidir. Berilgan ikki zaryad sistemasiga uchinchi q_3 zaryadni cheksizlikdan q_1 va q_2 zaryadlardan mos ravishda r_{13} va r_{23} masofaga joylashtiraylik.

Bunda

$$A_3 = q_3\varphi_3 = q_3\left(\frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{23}}\right) = \frac{q_3}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}}\right)$$

ish bajariladi va bu ish ham sistemaning energiyasiga qo‘shiladi. Demak, W = A_1 + A_3 yoki W= A_2 + A_3 bo‘lib qoladi.

$$W = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1q_2}{r_{12}} + \frac{q_3}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}}\right)$$

bu ifodaning shaklini quyidagicha o‘zgartirish mumkin:

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\left(\frac{q_1q_2}{r_{12}} + \frac{q_1q_2}{r_{12}} + \frac{q_3q_1}{r_{13}} + \frac{q_3q_1}{r_{13}} + \frac{q_3q_2}{r_{23}} + \frac{q_3q_2}{r_{23}}\right)\right] = \\ &= \frac{1}{2}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[q_1\left(\frac{q_2}{r_{13}} + \frac{q_3}{r_{23}}\right) + q_2\left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_3}{r_{23}}\right) + q_3\left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}}\right)\right] = \\ &= \frac{1}{2}\left[q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2 + q_3\varphi_3\right] \end{aligned} \tag{5.11}$$

Bunda: φ_1 - q_2 va q_3 zaryadlarning q_1 joylashgan nuqtada hosil qilgan maydon potentsiali; φ_2 - q_1 va q_3 zaryadlarning q_2 joylashgan nuqtada hosil qilgan maydon potentsiali; φ_3 - q_1 va q_2 zaryaddarning q_3 joylashgan nuqtada hosil qilgan maydon potentsiali.

Yuqorida keltirilgan fikrlarni n zaryad uchun umumlashtirib,

$$W = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} q_i\varphi_i = \frac{1}{2}\left[q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2 + \dots + q_n\varphi_n\right] \tag{5.12}$$

deb yozish mumkin.

Bu erda φ_i - i- nchi zaryad joylashgan nuqtada qolgan (n-1) ta zaryadlarning hosil qilgan maydon potentsiali.

B) ZARYADLANGAN O‘TKAZGICHNING ENERGIYASI.

Bizga maolumki zaryadlangan har qanday jismning q zaryadi elementar zaryadga karrali va uni nuqtaviy zaryadlar yig‘indisidan iborat deb qarash mumkin.

$$q = \sum\Delta q_i$$

Jismni zaryadlash uchun unga Δq_i nuqtaviy zaryadlarni ketma-ket berish mumkin. Bunda birinchi Δq zaryadni jismga berish uchun ish bajarish kerak emas, keyingi Δq zaryad ulushini berish uchun esa jism potentsialiga mos ish bajarish lozim bo‘ladi.

$$\Delta A = \varphi\Delta q = \frac{q}{C}\Delta q$$

bu erda φ - o‘tkazgichning unda mavjud bo‘lgan q zaryad bilan bog‘liq potentsiali; S - uning sig‘imi.

Mazkur bajarilgan ish o‘tkazgichning energiyasini ortiradi

$$dA = dW = \frac{q}{c}dq$$

To‘la energiyasi esa

$$W = \int \frac{q}{c}dq = \frac{q^2}{2c} + const\ .$$

Zaryadlanmagan jismning elektr energiyasini nol deb olinsa, sonst = 0 bo‘ladi. U holda s = q/φ ni inobatga olib, zaryadlangan jism energiyasi uchun

$$W = \frac{q^2}{2c} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{c\varphi^2}{2} \tag{5.13}$$

ni yozish mumkin.

Haqiqatdan ham jismni Δq_i zaryadlar sistemasidan iborat deb qarasak quyidagi ifodani olishimiz mumkin.

$$W = \frac{1}{2}\sum \varphi_i \Delta q_i = \frac{1}{2}\varphi \sum \Delta q_i = \frac{1}{2}\varphi q \tag{5.14}$$

V) ZARYADLANGAN KONDENSATOR ENERGIYASI.

Kondensatorning zaryadlanish jarayonini quyidagicha tasavvur qilish mumkin. Tashqi elektr maydoni ta’sirida kondensator qoplamalarining biridan ketma-ket Δq zaryad ulushlari olinib, uning ikkinchisiga beriladi, natijada qoplamalarning biri musbat ikkinchisi manfiy zaryadlanadi va ular orasida potentsiallar ayirmasi vujudga keladi. Har bir Δq zaryad ulushini ko‘chirishda bajarilgan ish:

$$\Delta A = \Delta q(\varphi_1 - \varphi_2) = \Delta qU$$

U - qoplamalar orasidagi kuchlanish.

Mazkur ish kondensatorning energiyasiga aylanadi.

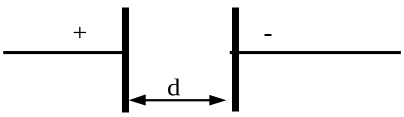
$$dA = dW = Udq = \frac{q}{c}dq$$

Bu ifodani integrallash orqali to‘la energiya topiladi:

$$W = \int_0^q \frac{qdq}{c} = \frac{q^2}{2c} = \frac{qU}{2} = \frac{cU^2}{2} = \frac{c(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} \tag{5.15}$$

G) KONDENSATOR QOPLAMALARI ORASIDAGI TORTISHISH KUCHI

Yassi kondensator qoplamalari qarama-qarshi ishorali zaryadlar bilan zaryadlangani uchun o‘zaro tortishishadi (5.11-rasm). Shu kuchni aniqlash uchun kondensatorning sig‘imi $C = \frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}$ va kuch bilan potentsial energiya orasidagi $f_x = -\partial W/\partial x$ ifodalardan foydalanamiz.



5.11-rasm

$$W = \frac{q^2}{2c} = \frac{q^2 d}{2\varepsilon_0\varepsilon S} \qquad еки \qquad W(x) = \frac{q^2 x}{2\varepsilon_0\varepsilon S}$$

$$f_x = -\partial W/\partial x = \quad q^2/2\varepsilon_0\varepsilon S \tag{5.16}$$

bundagi manfiy ishora qoplamalarga ta’sir etuvchi kuch ular orasidagi masofani kamaytirishga harakat qilishini ko‘rsatadi.

D) ELEKTR MAYDON ENERGIYASI

Kondensator energiyasini uning qoplamalari orasidagi elektr maydonni xarakterlovchi kattaliklar orqali ifodalaylik

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon SU^2}{2d} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon}{2}\left(\frac{U}{d}\right)^2 Sd$$

bundagi u/d=e - qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi va sd=v - qoplamalar orasidagi fazoning hajmi ekanini inobatga olsak

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} E^2 V$$

Ushbu energiya kondensator qoplamalari orasidagi fazoda bir tekis taqsimlangan bo‘ladi. Fazoning birlik hajmiga to‘g‘ri kelgan ulushini energiyaning zichligi deyiladi:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \tag{5.17}$$

Demak, elektrostatik maydon energiyaga ega bo‘lar ekan. U holda energiyaning manbai nima Zaryadmi Yoki ular xosil qilgan elektr maydonimi Bu savollarga faqat elektrostatik maydon bilan tanishib javob berish mumkin emas. Chunki, elektrostatik maydon uni hosil qilgan zaryadlardan ajralgan holda yashay olmaydi. Tajriba va nazariy tadqiqotlarning natijalariga ko‘ra o‘zgaruvchan elektr maydon o‘zgaruvchan magnit maydoni bilan birgalikda ularni hosil qilgan maydon manbaidan ajralgan holda ham yashay oladi. Bu masalaga keyinchalik to‘xtalamiz. Bu erda kondensator qoplamalari orasidagi maydon haqiqatdan ham elektr maydoniga tegishli ekanini qayd etishimiz lozim. Elektr maydoni bor joyda albatta uning energiyasi ham bo‘ladi va uning zichligi (5.17) ifoda bilan aniqlanadi.

Energiyaning ifodasi o‘zgaruvchan maydon uchun ham o‘rinli. Uni elektr maydon kuchlanganligi va elektr induktsiya vektori orqali ham ifodalash mumkin.

$D = \varepsilon\varepsilon_0 E$ bo‘lgani uchun

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E}{2} E = \frac{DE}{2} \tag{5.18}$$

yoki

$$w = \frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon} \tag{5.19}$$

Izotropik muxitlarda $\vec{E}$ va $\vec{D}$ bir tomonga yo‘nalgan vektor kattaliklar va $\vec{D} = (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$ ekanini inobatga olib energiya zichligini quyidagicha yozish mumkin:

$$w = \frac{\vec{E}\vec{D}}{2} = \frac{\vec{E}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\varepsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E}\vec{P}}{2} \tag{5.20}$$

Bundagi birinchi qo‘shiluvchi $\vec{E}$ maydon energiyasining vakuumdagi zichligiga. ikkinchi qo‘shiluvchi esa dielektrikning qutblanish energiyasiga mos keladi.

MA’RUZA: **O‘ZGARMAS TOK QONUNLARI**

Reja:

1. O‘tkazgichlar, yarim otkazgichlar va dielektriklar. Elektr tokining mavjud bo‘lish sharti. Tashqi kuchlar.
2. Om va Joul-Lents qonunlarining differentsial va integral ko‘rinishlari.
3. Galvanik element mavjud bo‘lgan zanjir uchun Om qonuni. Kirxgof qoidalari.

<u>Tayanch so‘z va iboralar:</u> *O‘tkazgichlar, yarim o‘tkazgichlar, dielektriklar, elektr toki, o‘tkazuvchanlik toki, konvektsion tok, tok kuchi, o‘zgarmas tok, tok zichligi, elektr tokining manbai, 1 Om, o‘tkazgichning qarshiligi, solishtirma elektr o‘tkazuvchanlik, qarshiliklarni parallel va ketma-ket ulash, manbani elektr yurituvchi kuchi, tashqi kuchlar, ichki qarshilik, Om qonunlari, tok zanjiri, tugun, Kirxgof qoidalari.*

1. O‘TKAZGICHLAR, YARIM O‘TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR. ELEKTR TOKINING MAVJUD BO‘LISH SHARTI. TASHQI KUCHLAR.

Tok tashuvchilarning (elektronlar, ionlar) mavjudligi jismni elektr o‘tkazuvchanligini asosiy sharti bo‘ladi. Jismlarda tok tashuvchilarning xarakteriga qarab, ular o‘tkazgichlarga, dielektriklarga va yarim o‘tkazgichlarga bo‘linadi. *O‘tkazgichlar - shunday jismlarki, ularda zaryadlar jismning butun hajmi bo‘ylab erkin ko‘cha oladi. O‘tkazgichlar ikki turga bo‘linadi: birinchi tur o‘tkazgichlar (masalan, metallar) ularda erkin elektronlarning ko‘chishi kimyoviy o‘zgarishlarsiz sodir bo‘ladi; ikkinchi tur o‘tkazgichlar (masalan, eritmalar, kislotalar), ularda zaryadlarning ko‘chishi (musbat va manfiy ionlar) kimyoviy o‘zgarishlar orqali sodir bo‘ladi.*

Dielektriklar - (masalan, shisha, plastmassa) - elektr tokini o‘tkazmaydigan jismlardir, ularda erkin elektronlar juda kam.

Yarimo‘tkazgichlar (masalan, germaniy, kremniy)-elektr o‘tkazuvchanligi bo‘yicha o‘tkazgichlar bilan yarimo‘tkazgichlar orasidagi jismlar bo‘lib, zaryad tashuvchilik vazifasini elektronlar va musbat zaryadlangan kovaklar bajaradi. Ularni o‘tkazuvchanligi tashqi sharoitlarga (masalan, temperaturaga) bog‘liq.

Zaryalangan zarrachalarning biron yo‘nalishdagi harakatiga elektr toki deyiladi. Elektr tokining yo‘nalishi etib musbat zaryadning harakat yo‘nalishi qabul kilingan. Elektr tokini hosil qilgan zaryadlangan zarrachalarni tok tashuvchilar deyiladi.

Elektr tokini miqdoran xarakterlash uchun *tok kuchi* va *tok zichligi* tushunchalaridan foydalaniladi.O‘tkazgichning ko‘ndalang kesimidan birlik vaqt ichida oqib o‘tayotgan zaryad miqdorini ko‘rstuvchi kattalikka tok kuchi deyildadi. Agar dt vaqt ichida o‘tkazgichning ko‘ndalang kesimidan dq zaryad oqib o‘tayotgan bo‘lsa, tok kuchi quyidagicha ifodalanadi:

$$I = \frac{dq}{dt}. \qquad \textbf{(6.1)}$$

SI sistemasida tok kuchining birligi qilib Amper (qisqacha A) qabul qilingan. O‘tkazgichning ko‘ndalang kesimidan 1 sekund vaqt davomida 1 Kulon zaryad oqib o‘tayotgan bo‘lsa, tok kuchi 1 A bo‘ladi.

***Agar teng vaqtlar ichida o‘tkazgichning ko‘ndalang kesimidan o‘tayotgan zaryadning miqdori va uning yo‘nalishi o‘zgarmas bo‘lsa, bunday tokni o‘zgarmas tok deyiladi.* U holda tok kuchi:**

$$I = \frac{q}{t}. \qquad (6.2)$$

Tok o‘zgarmas bo‘lishi uchun tok o‘tayotgan o‘tkazgichning barcha nuqtalarida elektr maydon kuchlanganligi o‘zgarmas saqlanishi lozim. Shuning uchun tok o‘tayotgan o‘tkazgichning biron joyida zaryadlar ko‘payib yoki kamayib ketmaydi. Aks holda mazkur zaryadlarning elektr maydoni o‘zgarib ketadi. Demak, o‘zgarmas tok oqayotgan zanjir yopiq bo‘lishi, tok kuchi esa zanjirning barcha ko‘ndalang kesimlarida bir xil bo‘lishi kerak.

Tok kuchi skalyar kattalik bo‘lgani uchun, berilgan sirt orqali elektr tokining taqsimlanishini va shu sirtning turli nuqtalarida tok yo‘nalishini ifodalash uchun *tok zichligi vektori* degan kattalik kiritiladi. *Tok zichligi deb o‘tkazgich ko‘ndalang kesimining bir birligiga to‘g‘ri kelgan tok kuchiga aytiladi:*

$$\mathbf{j} = dI/dS_n \qquad (6.3)$$

bundan

$$dI = jdS_n = jdS \cdot \cos\alpha = \vec{j}\vec{n}dS = \vec{j}d\vec{S}$$

yoki

$$I = \int_S \vec{j}d\vec{S} = \int_S j_n dS, \qquad (6.4)$$

bu erda j_n - tok zichligining sirtga o‘tkazilgan normal yo‘nalishidagi proektsiyasi.

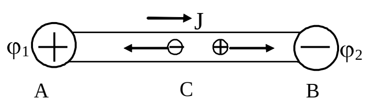
O‘zgarmas tok uchun esa

$$j = \frac{I}{S} \ (A/m^2) \qquad (6.5)$$

O‘tkazgichda elektr tokini paydo bo‘lishi uchun uning uchlarida potentsiallar ayirmasini xosil qilish kerak, chunki zaryadlangan zarrachalar elektr maydoni ta’sirida harakatlanadi.

A va B o‘tkazgichlar turli ishorali zaryadlar bilan φ_1 va φ_2 potentsiallargacha zaryadlangan bo‘lsin (6.1-rasm).

Maydon kuchlari ta’sirida musbat zaryadlar ACB, manfiylari esa qarama-qarshi yo‘nalishda harakatlana boshlaydilar. Tok o‘tishi natijasida potentsiallar tenglashadi va maydon kuchlanganligi nolga teng bo‘ladi, tok to‘xtaydi. Demak, elektr maydoni o‘tkazgichda qisqa vaqtli tok xosil qiladi. Elektr zanjirida tokning o‘tib turishini tahminlash uchun zanjir tarkibida zaryadlarni ajratuvchi va o‘tkazgichlarga ko‘chiruvchi maxsus qurilma kerak bo‘ladi. Bunday qurilmani *tok manbai* deyiladi. Bu qurilmada (generatorda) elektronlarga elektrostatik xarakterda bo‘lmagan kuchlar ta’sir qiladi. *Tok manbai tomonidan zaryadlarga ta’sir qiluvchi bu kuchlarni tashqi kuchlar deyiladi.* Tashqi kuchlarni tabiati har xil bo‘lishi mumkin, masalan, kimyoviy energiya, magnit maydon energiyasi, mexanik energiya hisobiga va boshqalar.



6.1-rasm

Tashqi kuchlar, elekr zaryadini ko‘chirib ish bajaradi:

$$A_t/q=\varepsilon. \qquad (6.6)$$

Bu ishni tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (EYUK) deyiladi.

Boshqacha qilib aytganda tok manbaining elektr yurituvchi kuchi, tashqi kuchlarning birlik musbat zaryadni tok manbaini o‘z ichiga olgan berk zanjir bo‘ylab ko‘chirishda bajargan ishi bilan ifodalanadi.

q zaryadga ta’sir etuvchi tashqi kuch

$$\vec{F}_t = q\vec{E}_t \qquad (6.7)$$

ko‘rinishda ifodalanadi.

Elektr yurituvchi kuch birligi qilib volt (V) qabul qilinadi: 1 V - shunday tok manbaining EYUK ki, bunda tashqi kuchlar berk zanjir bo‘ylab 1 Kl zaryadni ko‘chirishda 1 J ish bajaradi.

Umumiy holda o‘tkazgichlardagi q zaryadli tok tashuvchilarga Kulon va tashqi kuchlar ta’sir etadi:

$$\vec{F} = \vec{F}_k + \vec{F}_T = q(\vec{E}_k + \vec{E}_T)$$

bunda $\vec{E}_k$ - o‘tkazgich ichidagi elektrostatik maydon kuchlanganligi; $\vec{E}_T$ tok manbai ichidagi tashqi kuchlar kuchlanganligi.

Mazkur kuchlar tomonidan q zaryadni elektr zanjirining biron qismida ko‘chirishda bajarilgan ish

$$A_{12} = \int_1^2 F_k dl + \int_1^2 F_T dl = q\int_1^2 E_k dl + q\int_1^2 E_T dl = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\mathcal{E}_{12}$$

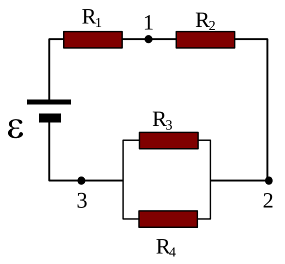
Elektrostatik va tashqi kuchlar birlik zaryadni ko‘chirishda bajargan ishiga son jihatdag teng kattalikni zanjirning berilgan qismida *kuchlanish tushishi* yoki kuchlanish U deyiladi:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12} \qquad (6.8)$$

Tashqi kuchlar bo‘lmaganda kuchlanish $U = \varphi_1 - \varphi_2$ zanjirning berilgan qismidagi potentsiallar farqiga teng bo‘ladi.

2. OM VA JOUL - LENTS QONUNLARINING INTEGRAL VA DIFFERENTSIAL KO‘RINISHI

O‘tkazgich va tok manbailarni ketma-ket yoki parallel ulash asosida hosil bo‘lgan tizimni elektr zanjir deyiladi (6.2-rasm) va u bir jinsli yoki bir jinsli bo‘lmagan qismlarga bo‘linadi. *Bunda tok manbai ishtirok etgan qismini zanjirning bir jinsli bo‘lmagan (3- ε -1) qismi, tok manbai ishtirok etmagan qismini esa bir jinsli (1-2-3) qismi deyiladi.* Agar zanjirning turli qismlarida potentsiallar farqi vujudga keltirilsa, ulardan elektr toki o‘tadi.



6.2-rasm

Zanjirning bir jinsli qismidan o‘tayotgan tok kuchining potentsiallar ayirmasiga bog‘lanishini tajribada tekshirgan nemis olimi G. Om quyidagi qonuniyatni kashf etdi:

$$I=U/R, \qquad (6.9)$$

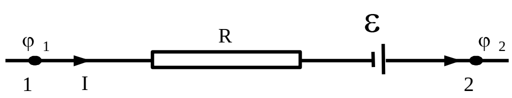
bunda R - zanjirning tekshirilayotgan qismining qarshiligi;

U- qarshilik uchlaridagi potentsiallar ayirmasi yoki kuchlanish.

SI sistemasida potentsialni (V) volg‘tda o‘lchanadi.

3. GALVANIK ELEMENT MAVJUD BO‘LGAN ZANJIR UCHUN OM QONUNI. KIRXGOF QOIDALARI.

Om qonuni I=U/R bir jinsli o‘tkazgich uchun to‘g‘ri bo‘ladi, agar o‘tkazgich bir jinsli bo‘lmasa, ya’ni unda tok manbai ham bo‘lsa, u holda Om qonuni qanday ko‘rinishda bo‘lishini aniqlaylik (6.3-rasm).



6.3-rasm

Agar tok tinch turgan o‘tkazgichdan o‘tayotgan bo‘lsa, bajarilgan dA_{12} ish (tashqi va elektrostatik kuchlar bajargan ish) energiya saqlanish qonuniga asosan 1-2 qismda ajralgan dQ issiqlikka teng bo‘ladi. dt vaqtda ko‘chirilgan q zaryad Idt ga teng. Shu zaryadni 1-2 qismda ko‘chirishda tashqi va elektrostatik kuchlar bajargan ish

$$A_{12}=q\varepsilon_{12}+q(\varphi_1-\varphi_2) \qquad (6.22)$$

dt vaqtda o‘tkazgichda

$$dQ=I^2Rdt=IR(Idt)=IRq\quad . \qquad (6.23)$$

(6.22) va (6.23dan $IR= \varepsilon_{12}+(\varphi_1-\varphi_2)$ (6.24)

bundan(6.25)

hosil bo‘ladi. *<u>(6.25) ifoda bir jinsli bo‘lmagan elektr zanjiri uchun Om qonuni yoki Om qonunining umumlashagan ko‘rinishi deyiladi.</u>*

Agar zanjirning berilgan qismida tok manbai bo‘lmasa, (ε_{12}=0) (6.25) dan I=U/R kelib chiqadi.

Agar zanjir tutashtirilgan bo‘lsa ($\varphi_1=\varphi_2$) I=ε_{12}/R kelib chiqadi, bunda R=r+R_1, r-manbaning ichki qarshiligi, R_1-tashqi qarshilik.

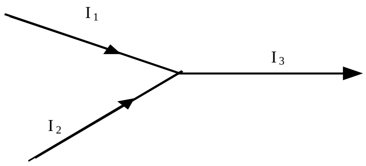
Agar zanjir uzuq bo‘lsa (I=0), u holda $\varepsilon_{12}=\varphi_1-\varphi_2$ bo‘ladi.

Demak, zanjir ochiq bo‘lsa, tok manbai klemmalaridagi potentsiallar ayirmasi manbaning EYUK siga teng bo‘ladi.

KIRXGOF QOIDALARI.

Har qanday murakkab, tarmoqlangan o‘zgarmas tok zanjirining qismlaridan o‘tayotgan toklarni va potentsial ayirmalarini Om qonuni yordamida hisoblashimiz mumkin, ammo Kirxgof taklif etgan ikki qoidadan foydalansak masala ancha soddalashadi. qoidalardan biri chiziqli o‘tkazgichlarda elektr zaryadining saqlanish qonunini, ikkinchisi esa Om qonuni tadbiqining natijasini ifodalaydi va quyidagicha ta’riflanadi.

<u>Kirxgofning birinchi qoidasi: O‘tkazgichlarning tarmoqlanish nuqtasida toklarning algebrik yig‘indisi nolga teng. Bunda tarmoqlanish nuqtasiga kelayotgan va ketayotgan toklarning ishorasini qarama-qarshi deb hisoblash kerak.</u> Masalan: 6.4-rasmdagi tarmoqlashish nuqtasi uchun mazkur qoida quyidagicha yoziladi:



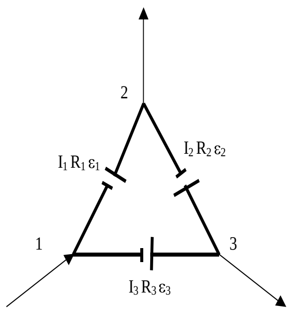
6.4-rasm

$$I_1 + I_2 - I_3 = 0$$

<u>Odatda uch va undan ortiq o‘tkazgichlar ulangan elektr zanjirining nuqtasini tugun deyiladi.</u> Agar birinchi qoida bajarilmasa, tugunda elektr zaryadlari to‘planib qolishi, vaqt o‘tishi bilan o‘zgarib ketishi va oqibatda elektr maydoni ham o‘zgarib, tok doimiyligi saqlanmaydi. Demak, o‘zgarmas tok zanjirning tugunida birinchi qoida bajarilishi shart.

<u>Kirxgofning ikkinchi qoidasi: Murakkab elektr zanjir ichida ihtiyoriy berk konturni ajratib olsak, unda ta’sir etayotgan elektr yurituvchi kuchlarning algebraik yig‘indisi shu kontur qismlardan o‘tayotgan tokni mos qismlaridagi qarshiliklariga ko‘paytmalarining algebraik yig‘indisiga teng bo‘ladi.</u>

Ushbu qoidani isbot qilish uchun (6.5rasm)da ko‘rsatilgan zan-jirning qismlari uchun Om qonunini tadbiq etamiz



6.5-rasm

$$\varphi_1 - \varphi_2 + \boldsymbol{\varepsilon}_1 = I_1R_1 \qquad (6.26)$$

$$\varphi_2 - \varphi_3 + \boldsymbol{\varepsilon}_2 = I_2R_2 \qquad (6.27)$$

$$\varphi_3 - \varphi_1 + \boldsymbol{\varepsilon}_3 = I_3R_3 \qquad (6.28)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_1 + \boldsymbol{\varepsilon}_2 + \boldsymbol{\varepsilon}_3 = I_1R_1 + I_2R_2 + I_3R_3 \qquad (6.29)$$

Bu erda R_1, R_2, R_3 lar mos ravishda zanjirning 1-2, 2-3, 3-1 qismlarining umumiy qarshiliklaridir, ya’ni ular qismidagi tok manbalarining ichki qarshiligini ham o‘z ichiga oladi

$$\sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{\varepsilon_i} = \sum_{i=1}^{n} I_iR_i$$

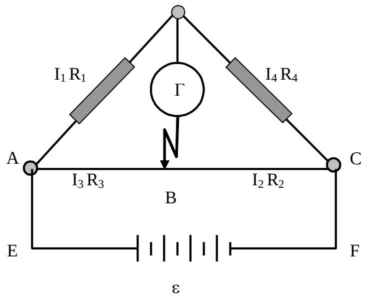
<u>ifoda Kirxgofning ikkinchi qoidasi deyiladi.</u> Kirxgofning ikkinchi qoidasini tadbiq etishda quyidagilarga rioya qilish lozim bo‘ladi:

1. Tanlab olingan konturning barcha qismlarida tokning yo‘nalishini ihtiyoriy belgilash mumkin. Agar hisoblash natijasida tokning ishorasi musbat bo‘lsa, uning yo‘nalishi to‘g‘ri tanlangan bo‘ladi. Bordiyu tokning ishorasi manfiy bo‘lsa, uning haqiqiy ishorasi tanlangan yo‘nalishiga teskari bo‘ladi.

2. Ihtiyoriy tanlab olingan konturni ma’lum bir xil yo‘nalishda aylanib chiqish lozim bo‘ladi. Agar bu yo‘nalish tanlangan yo‘nalishiga mos kelsa IR ning ishorasi musbat, aks holda manfiy qilib olinadi. Agar aylanish yo‘nalishi tok manbaining manfiy qutbidan musbat qutbiga mos kelsa ε ning ishorasi musbat, aks holda manfiy olinadi.

3. Yozilgan tenglamalar sistemasiga barcha tok manbailarining va barcha o‘tkazgichlarning qarshiliklari kiritilishi kerak.

O‘tkazgichlar qarshiligini o‘lchashga imkon beradigan Uitston ko‘prigi uchun hisob ishlarini bajaramiz. Ko‘prik (6.6- rasm)da ko‘rsatilgan. Mazkur sxemada to‘rtta A, B, C, D tugun mavjud. Ular uchun Kirxgofning birinchi qoidasini yozamiz:



6.6-rasm

A tugun: $I - I_1 - I_3 = 0$ (6.30)

V tugun: $I_3 - I_2 + I_5 = 0$ (6.31)

C tugun: $I_4 + I_2 - I = 0$ (6.32)

D tugun: $I_1 - I_4 - I_5 = 0$ (6.33)

(6.30 - 6.33) sistemadagi tenglamalarining uchtasi mustaqil. I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 toklarni aniqlash uchun, ular ishtirok etgan, yana uchta tenglamalar sistemasini yozishimiz kerak. Ulardan biri albatta **ε** ni o‘z ichiga olishi lozim.

Buning uchun ixtiyoriy uchta berk konturlarni ajratib olamiz: ABD, BDC, ABCFEA va bu konturlarni soat strelkasi bo‘yicha aylanadigan bo‘lsak, mos ravishda, Kirxgofning ikkinchi qoidasini quyidagicha yozamiz:

$$-I_3R_3 + I_5R_5 + I_1R_1=0 \qquad (6.34)$$

$$I_4R_4 - I_2R_2 - I_5R_5=0 \qquad (6.35)$$

$$IR + I_3R_3 + I_2R_2=\varepsilon \qquad (6.36)$$

Bundagi R - FεE kontur qismining to‘la qarshiligi, o‘tkazgich va manbaning ichki qarshiligini o‘z ichiga oladi. (6.30 - 6.33) va (6.34 - 6.36) tenglamalarning soni nomaolum kattaliklarning soniga teng. Shuning uchun ularni birgalikda echib I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 toklarni aniqlashimiz mumkin. Biz $I_5 = 0$ bo‘lgandagi ko‘prikning muvozanatda bo‘lish shartlarini aniqlaymiz. $I_5 = 0$ bo‘lganda (6.31) va (6.33) lardan $I_1=I_4$ va $I_3=I_2$ bo‘ladi. (6.34 va 6.35) lardan esa

$$I_1 R_1=I_3R_3 \qquad \text{va} \qquad I_2R_2=I_4R_4$$

Ularni hadma-had bir-biriga bo‘lsak

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}$$

hosil bo‘ladi. Odatda R_1, R_2, R_3, R_4, larni Uitston ko‘prigining elkalari deyiladi. Elkalardan biri nomaolum bo‘lsa uni qolganlari orqali aniqlash mumkin. Ko‘prikning ABC qismi reoxord deyiladi va u solishtirma qarshiligi katta bo‘lgan bir jinsli simlardan yasaladi. Shuning uchun R_1/R_2 ni

$$\frac{R_3}{R_2} = \frac{\rho\dfrac{AB}{S}}{\rho\dfrac{BC}{S}} = \frac{AB}{BC} = \frac{\ell_3}{\ell_2} \qquad \text{yoki} \qquad R_3 = \frac{\ell_3}{\ell_2} R_2 \qquad (6.37)$$

bilan aniqlashimiz mumkin. Bunda reoxordning AB qismining uzunligi ℓ_3, BC qismining uzunligi esa ℓ_2.

MA’RUZA. TURLI MUHITLARDA ELEKTR TOKI

Reja:

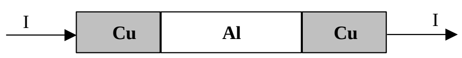
1. Metallarda tok tashuvchilarning tabiati.
2. Metallar elektr o‘tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi.
3. Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya.
4. Gazlarda elektr toki.
5. Plazma haqida tushuncha.

<u>Tayanch so‘z va iboralar:</u> *erkin elektron, elektronlar buluti, Rikke tajribasi, termoelektron emissiya, elektronni solishtirma zaryadi, Boguslavskiy-Lengmyur qonuni, Richardson-Deshman formulasi, gaz razryadi, ionlashish, rekombinatsiya, mustaqil gaz razryadi, nomustaqil gaz razryadi, plazma, plazma chastotasi, Debay radiusi.*

1. Metallarda tok tashuvchilarning tabiati.

Bizga ma’lumki, barcha moddalar, shu jumladan metallar ham, atom va molekulalardan, atom va molekulalar esa o‘z navbatida musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalardan tashkil topgan. U holda metallarda elektr toki qanday zaryadlarning oqimidan iborat, bu savolga javob berish maqsadida bir qator olimlar ajoyib nozik tajribalarni amalga oshirganlar. Masalan, 1901 yilda nemis olimi K.Rikke, mis va alyuminiydan yasalgan, radiuslari bir xil uchta silindrlarni ketma-ket ulab, ular orqali bir yil davomida tok o‘tkazib turgan (7.1-rasm).

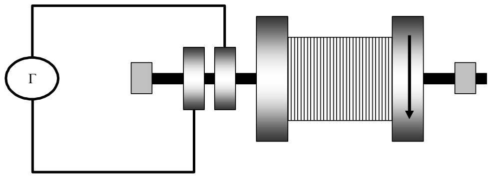
Ushbu sistema orqali 3,5 million kulon zaryad oqib o‘tganligiga qaramasdan silindrlarning moddalari bir biriga, hatto mikroskopik miqdorda ham, o‘tib qolmaganligi kuzatilgan. Demak, metallar tarkibidagi musbat ionlar zaryad tashishda ishtirok etmaganlar. U holda metallarda elektr toki, ularning hammalari uchun umumiy bo‘lgan zarrachalar oqimidan iborat bo‘lsa kerak degan xulosaga kelingan.



7.1-rasm

Mazkur taxminni isbotlash maqsadida tok tashuvchilar zaryadining ishorasi va solishtirma zaryadini (tok tashuvchi zaryadini uning massasiga nisbatini) aniqlashga kirishilgan.

1916 yili amerikalik fiziklar - R.Tolmen va B. Styuartlar tajribada, haqiqatda ham metallarda tok tashuvchilar 1897 yilda ingliz olimi J.J. Tomson tomonidan kashf etilgan, manfiy zaryadli elektronlar ekanligini aniqlaganlar. Ularning tajribasi quyidagi g‘oyaga asoslangan.



7.2-rasm

Agar metall tarkibida erkin harakatlana oladigan zaryadli zarrachalar mavjud bo‘lsa, metall harakatga kelganda ular ham metall bilan birga harakatlanadilar va metall keskin to‘xtatilsa zarrachalar inertsiya hisobiga o‘z harakatlarini davom ettirib metallda tok hosil qilishlari mumkin. Mazkur g‘oyani amalda tekshirib ko‘rish uchun quyidagi qurilmadan foydalandilar (7.2-rasm): L uzunlikdagi sim o‘ralgan g‘altak **v** chiziqli tezlik bilan aylanma harakatga keltiriladi. G‘altak uchidagi sirpanuvchi kontaktlar orqali G galvonometrga ulangan. G‘altak harakatlanganda, uning tezligiga teng tezlik bilan, o‘tkazgichning erkin zaryadlari ham harakatlanadilar. Agar qisqa vaqt davomida g‘altak keskin to‘xtatilsa o‘tkazgichning erkin zaryadlari, inertsiya hisobiga harakatlanishni davom ettirib, g‘altakning uchlaridan birida to‘planadilar. Natijada g‘altak uchlari orasida U potentsiallar ayirmasi hosil bo‘lib galvanometr orqali o‘zgaruvchan i tok o‘tadi:

$$U=iR \qquad (7.1)$$

bunda R- zanjirning umumiy qarshiligi.

G‘altak uchlarida hosil bo‘lgan potentsiallar ayirmasi hosil qilgan o‘tkazgich ichidagi E=U/L maydon kuchlanganligi zaryadlarni tormozlab ularning impulclarini mv dan nolgacha kamaytiradi. Tok tashuvchi zaryadini e bilan belgilasak, mazkur maydon ta’sirida unga f=eE tormozlovchi kuch ta’sir etadi.

Nyutonning ikkinchi qonuniga ko‘ra

$$\mathrm{mdv = fdt = eEdt} = \frac{eU}{L}dt = \frac{eR}{L}idt = \frac{eR}{L}dq \qquad (7.2)$$

bu erdagi dq = idt galg‘vanometr orqali dt vaqt ichida oqib o‘tgan zaryad miqdori.

U holda:

$$\int_{v}^{0} \mathrm{mdv} = \int_{0}^{q} \frac{\mathrm{eR}}{\mathrm{L}}\mathrm{dq}$$

yoki

$$-\mathrm{mv} = \frac{\mathrm{eR}}{\mathrm{L}}\mathrm{q}$$

bundan

$$\frac{\mathrm{e}}{\mathrm{m}} = -\frac{\mathrm{Lv}}{\mathrm{Rq}} \qquad (7.3)$$

Tolmen va Styuart tajribasida v = 300 m/s gacha, L = 500 metrgacha bo‘lgan mis, alyuminiy, kumush simlar o‘ralgan g‘altaklar ishlatilgan. Tajribada aniqlangan R va q larning qiymatlaridan foydalanib, Styuart va Tolmenlar metallardagi tok tashuvchilarning solishtirma zaryadini aniqladilar:

$$\frac{\mathrm{e}}{\mathrm{m}} = -1{,}76 \cdot 10^{11}\ \mathrm{Kl/kg}.$$

Olingan natija 1911 yilda amerikalik olim Milliken tomonidan, vakuumda harakatlanayotgan elektronlar uchun olingan natija bilan bir xil bo‘lgani sababli, metallarda tok tashuvchilar erkin elektronlar ekanligi tasdiqlandi.

2. METALLAR ELEKTR O‘TKAZUVCHANLIGINING KLASSIK ELEKTRON NAZARIYASI.

Metallar tarkibida erkin elektronlar qanday paydo bo‘ladiq Metallarning neytral atomlari bir-birlariga ma’lum masofaga yaqinlashganlarida ularning orasida o‘zaro tortishish kuchlari paydo bo‘ladi va metallning kristall panjarasi hosil bo‘ladi.

Kristall panjara hosil qilgan atomlarning valent elektronlari joylashgan tashqi qobiqlari bir-biriga kirishib ketadi. Natijada valent elektronlarning o‘z atomlari bilan bog‘lanishi juda susayib ketadi va issiqlik harakatlari tufayli o‘z atomlaridan osonlikcha ajralib butun kristall bo‘ylab bemalol tartibsiz harakatlana oladilar. Elektronlaridan ayrilgan metalning musbat ionlari esa bir-birlari bilan mustahkam bog‘langan holda tebranma harakat qiladilar. Bunda metall ichida erkin elektronlar hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligi, musbat ionlar hosil qilgan maydon kuchlanganligi bilan o‘zaro kompensatsiyalanishini unutmaslik kerak.

Mazkur g‘oyaga asoslanib, Drude va Lorentslar 1904-1907 yillarda metall o‘tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasini yaratdilar. Ular erkin elektronlarni ideal gaz qonunlariga bo‘ysunadigan elektron gaz deb fikr yuritdilar. Agar bir valentli metall atomining har biri bittadan, ikki valentliligi esa ikkitadan erkin elektron hosil qiladi deb faraz qilsak, metalldagi erkin elektronlarning kontsentratsiyasi, yaoni bir 1m^3 hajmdagi soni 10^{28}-10^{29} m^{-3}, yani juda katta bo‘ladi. Ammo ideal gazlarda kuzatilganidek erkin elektronlar kristall panjaraning ionlari va boshqa elektronlar bilan faqat o‘zaro to‘qnashganda tasirlashadi deb faraz qilinadi. Shuning uchun ham ular faqat kinetik energiyaga ega bo‘ladilar:

$$mv^2/2 = 3kT/2 \tag{7.4}$$

bundan elektronnning o‘rtacha kvadratik tezligi:

$$\sqrt{v^2} = u_k = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \tag{7.5}$$

bu erda $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K Boltsman doimiysi; m= $9.1 \cdot 10^{-31}$ kg elektronning massasi; T- absolyut temperatura.

Xona temperaturasida (T=300 K) o‘rtacha kvadratik tezlik u_{kv}=110 km /s tashkil etadi.

Elektronning bir to‘qnashuvdan ikkinchi to‘qnashuvgacha bosib o‘tgan yo‘lini uning erkin yugirish yo‘liℓ, o‘tgan vaqtini esa erkin yugirish vaqti τ deyiladi:

$$\tau = \ell/u \tag{7.6}$$

u elektronning o‘rtacha kvadrat tezligiga yaqin o‘rtacha tartibsiz harakat tezligi.

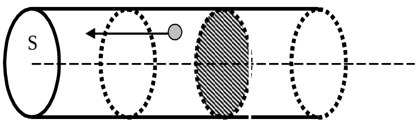
Agar metall ichida bir jinsli elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ hosil qilinsa, elektronlar, zaryadi manfiy bo‘lgani uchun, maydonga teskari yo‘nalishda qo‘shimcha **v** tezlik oladi. Uning natijaviy **s** tezligi tartibsiz **u** va tartibli **v** tezliklarning yig‘indisiga teng bo‘lib qoladi.

$$\mathbf{s = u + v}$$

Tartibsiz harakat tezligining maydon yo‘nalishiga mos kelish yoki teskari bo‘lish ehtimolliklari bir hil bo‘lgani uchun uning o‘rtacha qiymati nolga teng.

$$\langle s \rangle = u + v = \langle v \rangle$$

Ko‘ndalang kesimi S bo‘lgan silindrsimon o‘tkazgich olib uning o‘qi bo‘ylab elektr maydon kuchlanganligi hosil qilsak, elektronlar 7.3 - rasmda ko‘rsatilgan yo‘nalishda o‘rtacha tartibli harakat tezligiga erishadi. Bu holda dt vaqt ichida S yuzadan vdt masofada joylashgan, ya’ni dV=Svdt hajmdagi elektronlarning barchasi o‘tadi. Agar metalldagi erkin elektronlar kontsentratsiyasi n bo‘lsa dt vaqt ichida S yuzadan o‘tgan zaryadlar miqdori



7.3-rasm

$$dq = enSvdt.$$

U xolda tok kuchining zichligi

$$j = I/S = dq/Sdt = en\langle v \rangle. \tag{7.7}$$

Tok zichligi va tezlik vektor kattaliklar ekanini xisobga olsak

$$\vec{j} = en\langle \vec{v} \rangle. \tag{7.8}$$

(7.4) ifoda yordamida metalldagi erkin elektronlarning o‘rtacha tartibli harakat tezligini baholash mumkin. Faraz qilaylik, misdan ($n=8 \cdot 10^{28}$ m^{-3}) yasalgan o‘tkazgichdan zichligi $j=10^7 A/m^2$ bo‘lgan, nisbatan kuchli tok o‘tayotgan bo‘lsin. U holda <v> ning qiymati:

$$\langle v \rangle = j/ne = 10^7/8 \cdot 10^{28} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} = 0.78 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$$

Demak, ancha katta toklarda ham $\langle v \rangle \ll u_{kv}$ bo‘ladi va shu sababli o‘tkazgich ichida hosil qilingan elektr maydon kuchlanganligi 7.1-7.3 ifodalarni o‘zgartirib yubormaydi. O‘tkazgich ichidagi elektr maydon uning elektronlarining har biriga f = eE kuch bilan ta’sir etadi. Elektronlar a=f/m=eE/m tezlanish oladilar, shuning uchun ularning tartibli harakat tezligi erkin yugirish vaqti davomida chiziqli ravishda o‘sadi.

$$V_m = a\tau. \tag{7.9}$$

Ammo erkin yugirish vaqtining oxirida elektron kristall panjaraning ionlari bilan to‘qnashib tartibli tezligini butunlay yo‘qotadi. Tezlikning o‘zgarish jarayonini 7.4 - rasmdagi grafik asosida izohlash mumkin. Rasmdan ko‘rinib turibdiki davriy ravishda elektronning tezligi 0 dan v_m o‘zgarib turadi

$$v_m = a\tau = eE\tau/m = eE\ell/mu\ , \tag{7.10}$$

uning o‘rtacha tezligi esa

$$\langle v \rangle = (0 + v_m)/2 = eE\ell/2mu \tag{7.11}$$

(7.11) ni (7.7) ga qo‘ysak

$$j = \frac{ne^2\ell}{2mu}E = \sigma E\ , \tag{7.12}$$

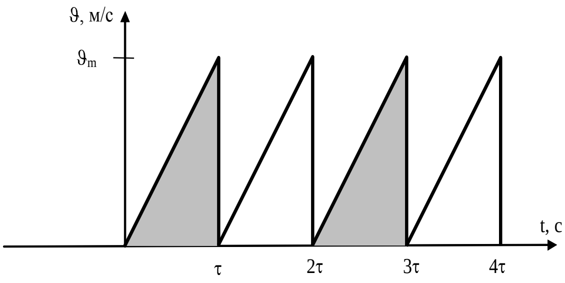
yaoni Om qonunining differentsial ko‘rinishi hosil bo‘ladi. (7.12) dagi

$$\sigma = ne^2\ell/2mu \tag{7.13}$$

o‘tkazgichning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi deyiladi.

Demak, elektron nazariya Om qonunini tushuntirish bilan birga metallning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligini hisoblashga ham imkon beradi.

Drude-Lorents nazariyasi, uning ayrim kamchiliklarini xisobga olmaganda, metallarda bo‘ladigan kinetik xodisalar mexanizmini anglashga imkon beradi. Masalan, elektr toki o‘tganda metallardan issiqlik ajralish xodisasi quyidagicha sodir bo‘ladi.



7.4-rasm

O‘tkazgich ichidagi elektr maydoni ish bajarib, elektronlarga tezlanish beradi. Metall ionlari bilan to‘qnashganda esa elektronlar kristal panjaraga erkin yugirish vaqtida to‘plagan energiyasini beradi, natijada metall qiziydi.

Erkin yugirish yo‘lining boshida elektron $\frac{1}{2}mu^2$ kinetik energiyaga ega bo‘ladi. Ion bilan to‘qnashuv oldidan esa uning energiyasi $\frac{1}{2}m(u+v_{max})^2$ qiymatga ega bo‘ladi. Mazkur energiyalarning farqi to‘qnashuvdan so‘ng kristall panjaraning ioniga beriladi

$$\frac{1}{2}m\overline{(u+v_m)^2}-\frac{1}{2}m\overline{u^2}=\frac{1}{2}m\overline{(2uv_m+v_m^2)}=\frac{1}{2}mv_m^2 \ .$$

Elekronlarning dreyf tezligi <v> uning issiqlik harakat tezligidan juda kichik bo‘ladi.

Agar metalldagi elektronlar kontsentratsiyasi n bo‘lsa, uning birlik hajmidan birlik vaqt ichida ajralib chiqdigan issiqlik miqdori, yahni differentsial quvvat:

$$w=\frac{nm}{2\tau}v_m^2=\frac{nmu}{2l}\left(\frac{e\ell}{mu}E\right)^2=\frac{ne^2\ell}{2mu}E^2=\sigma E^2$$

ya’ni

$$w = \sigma E^2 \tag{7.14}$$

(7.14) tenglik haqiqatdan ham Joul-Lents qonunining differentsial ifodasidir.

3. VAKUUMDA ELEKTR TOKI. TERMOELEKTRON EMISSIYA. METALLARDAN ELEKTRONLARNING CHIQISH ISHI.

Metall tarkibidagi erkin elektronlarga chiqish ishini engishga etarli energiya berilsa ular metall sirtidan uchib chiqishlari mumkin. Bu hodisani elektron emissiya hodisasi deyiladi. Elektronlar qanday energiya hisobiga uchib chiqishiga qarab termoelektron, fotoelektron, ikkilamchi elektron va avtoelektron emissiyalar deyiladi.

Qizdirilgan metallardan elektronlarning uchib chiqishiga termoelektron emissiya xodisasi deyiladi. Metallarda erkin elektronlar soni ko‘p va ularning tezliklari turlicha bo‘lganligi uchun o‘rtacha temperaturada ham ayrim elektronlar chiqish ishini engishga etarli energiyaga ega bo‘lib metall sirtini tark etib turadilar. Temperatura ortishi bilan esa metallning sirtidan uchib chiqayotgan elektronlarning oqimi sezilarli ortadi. *Termoelektron emissiyaning qonuniyatlarini vakuumli diod deb ataladigan ikki elektrodli lampa yordamida o‘rganish mumkin.*

Vakuumli diod, ichiga anod (A) va katod (K) deb ataladigan ikkita elektrod joylashtirilgan va havosi so‘rib olingan shisha yoki metall ballondan iborat. Diodning katodi, elektronning chiqish ishi nisbatan kichik bo‘lgan, metall oksidlar bilan qoplangan qiyin eriydigan metall simdan yasaladi. Uning anodi esa katodni o‘rab olgan tsilindr shaklidagi metalldan yasaladi.Elektr sxemalarda diodning tasvirlash va ulash 7.5-rasmda ko‘rsatilgan:

ε_K - tok manbai orqali katoddan tok o‘tkazilsa, u qiziydi va undan elektronlar uchib chiqadi, ya’ni termoelektron hodisa ro‘y beradi. Agar anodga ε_A - tok manbaining musbat qutbi ulansa lampadan tok o‘tadi, manbaning manfay qutibi ulanganda lampadan tok o‘tmaydi. Demak, katoddan manfiy zaryadli zarrachalar - elektronlar uchib chiqayotganiga ishonch hosil qilish mumkin.

Katod xarorati o‘zgarmas bo‘lganda lampadan o‘tayotgan I tokning katod va anod oralig‘ida hosil qilingan kuchlanish U ga bog‘lanishini, odatda, lampaning Volt-Amper xarakteristikasi (VAX) deyiladi.

Diodning VAX si Rossiyalik fizik S.A. Boguslavskiy va amerikalik fizik I.Lengmyurlar tomnidan atroflicha o‘rganilgan. Ularning olgan natijalariga ko‘ra, anod kuchlanishining uncha katta bo‘lmagan musbat qiymatlarida termoelektron tok quyidagi qonuniyat bo‘yicha o‘zgaradi:

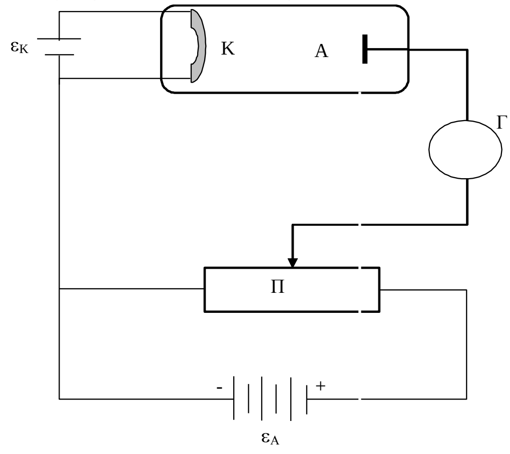
$$I_a \approx VU^{3/2}, \tag{7.15}$$

bu erdagi V- koeffitsent elektrodlarning shakli, o‘lchami va ularning o‘zaro joylashiga bog‘liq, yaoni berilgan diod uchun o‘zgarmas kattalik.

(7.15) ifodani 3/2 yoki Boguslavskiy-Lengmyur qonuni deyiladi. Anod kuchlanishi ortishi bilan tok o‘zining maksimal qiymatigacha o‘sib o‘zgarmas bo‘lib qoladi. Tokning maksimal qiymatini to‘yinish toki deyiladi. Uning qiymati katodning xaroratiga proportsional bo‘ladi. Tajribada kuzatilgan VAX ni quyidagicha tushuntirish mumkin. Qizdirilgan katoddan uchib chiqayotgan elektronlar tezligi turlicha bo‘ladi. SHuning uchun ularning bir qismi

to‘g‘ridan-to‘g‘ri anodga etib borishlari va I_{01} yoki I_{02} toklarni xosil qiladilar. Tezligi katta bo‘lgan elektronlarning katod oldida tutib qolish uchun anodga U_t tormozlovchi manfiy kuchlanish qo‘yish kerak.

$T_2>T_1$ bo‘lgani uchun I_{02} ham I_{01} dan katta bo‘ladi, chunki xarorat ortishi bilan katoddan katta tezlikda uchib chiqayotgan elektronlarning soni ham ortadi.



7.5-rasm

Katodga nisbatan anodning potentsiali ortgan sari unga etib kelayotgan elektronlarning soni orta boshlaydi va tok kuchi dastlab 3/2 qonuni bilan o‘sa boshlaydi. U ning qiymati o‘sishi bilan birlik vaqt ichida anodga etib kelayotgan elektronlarning sonining ortishi kamaya boshlaydi, natijada tokning o‘sishi ham kamayadi va nixoyat berilgan haroratda katoddan birlik vaqt ichida uchib chiqayotgan elektronlarning barchasi birlik vaqt ichida anodga kelib tusha boshladi. Shuning uchun U ortishiga qaramasdan tok kuchi o‘zgarmay qoladi, yaoni anod toki to‘yinadi.

Katodning harorati orttirilsa undan uchib chiqayotgan elektronlarning soni ham ortganligi uchun to‘yinish toki ham katta bo‘ladi. Demak to‘yinish tokining zichligi katod materialining elektronlarni emissiyalash qobilyatini belgilaydi.

Kvant statistikasi qonunlariga asoslanib Richardson va Deshmanlar to‘yinish tokining zichligi quyidagi ko‘rinishga ega ekanligini nazariy aniqlaganlar:

$$j = Ce^{-A/kT} \qquad (7.16)$$

Bu erda A- elektronning katoddan chiqish ishi, T- termodinamik temperatura, S= 1.2 $*10^{6}$ A/m^2 metallar uchun bir xil doimiy koeffitsent. k- Boltsman doimiysi.

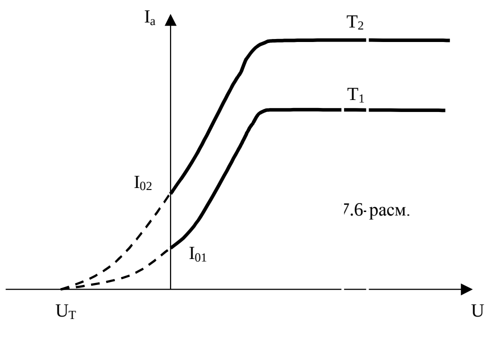
(7.16) dan ko‘rinib turibdiki A ning kamaytirish orqali j ni kuchaytirish mumkin. Shuning uchun ham katod chiqish ishi kichik bo‘lgan metall oksidlari bilan qoplanadi.

Termoelekton emissiya hodisasi texnikada keng foydalaniladi (elektron lampa, rentgent va televizor trubkalari).

4. GAZLARDA ELEKTR TOKI. NOMUSTAQIL ELEKTR RAZRYAD.

Gazlar normal sharoitda, neytral atom va molekulalardan tashkil topgan bo‘lib, elektr tokini o‘tkazmaydi. Gazlarda elektr tokini hosil qilish uchun uning atom va molekulalarining bir qismini ionlashtirish, yaoni ularni musbat zaryadli ion va manfiy zaryadli elektronlarga parchalab yuborish lozim. Bu jarayonda hosil bo‘lgan elektronlarning bir qismi neytral atomlarga qo‘shilib manfiy ionlarni ham hosil qilishi mumkin.

Atom va molekulalar musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalarning muvozanatdagi mustaxkam sistemasidir. Ularni ionlashtirish uchun maolum miqdorda ish bajarish kerak. Bajariladigan ishning miqdori atom va molekulalarning kimyoviy tabiatiga, ular tarkibidagi elektronlarning energetik holatiga bog‘liq. Atomlarning, boshqa elktronlariga nisbatan, uning tashqi qobig‘ida joylashgan valent elektronlari kuchsiz bog‘langan bo‘ladi. Shuning uchun ularni ajratib olish uchun eng kam ish bajariladi. Bu ishni atomning ionlanish potentsiali bilan bog‘lash mumkin:



7.6-rasm

$$A = e\varphi$$

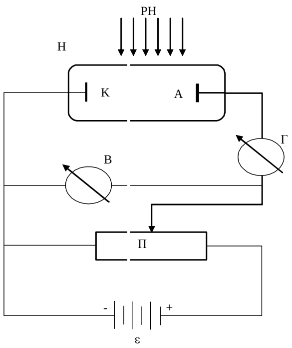
Atom va molekulalarni turli tashqi ta’sirlar vositasida ionlash mumkin: qizdirish, rentgen yoki gamma nurlari bilan nurlantirish, katta tezlikda harakatlanayotgan elektronlar, ionlar va boshqa zarrachalar bilan bombardimon qilish va hokazo.

Gazlarni zarrachalar vositasida ionlashtirish zarbali ionlashish deyiladi. Faraz qilaylik, bizga bir atomli gaz berilgan. Unga zarrachalar oqimini yo‘naltirsak, zarrachalar gazning neytral atomlari bilan to‘qnashadi. Zarrachalarning kinetik energiyasi atomlarning ionlanish ishidan kam bo‘lmasa to‘qnashuv noelastik bo‘ladi va gazning atomi ionlashadi, ya’ni elektron va musbat zaryadli ion hosil bo‘ladi. *Elektronlar o‘z navbatida ionlar bilan birlashib ularni neytral holga keltirshi mumkin. Bu xodisani rekombinatsiya hodisasi deyiladi. Ionlashgan gazdan tok o‘tishiga elektr razryadi yoki gaz razryadi deyiladi.* Gazning elektr o‘tkazuvchanligi doimiy tashqi ta’sir hisobiga sodir bo‘lsa, bunday razryadni nomustaqil razryad deyiladi va u tashqi ta’sir to‘xtatilgan zaxoti so‘nadi. Nomustaqil razryad hodisasini quyidagi qurilma yordamida o‘rganish mumkin (7.7-rasm).

Bir atomli gaz to‘ldirilgan hamda K-katod va A-anod elektrodlar kavsharlangan N-shisha nay intensivligi o‘zgarmas Rengen nurlari bilan nurlantirilsa naydagi gaz ionlashadi. K va A elektrodlar orasida P potentsiometr yordamida potentsiallar farqi hosil qilinsa gazdan tok o‘tadi. *G galvonometr vositasida o‘lchangan I tokning V* *voltmetr bilan o‘lchangan U kuchlanishga bog‘lanishini (VAX) Volt-Amper xarakteristika deyiladi.* Tajribadan olingan natija 7.8-rasmda ko‘rsatilgan.

Tok tashuvchilar vazifasini elektron va bir valentli musbat ionlar bajaradi. Ularning soni, zaryadi miqdoran teng, ishoralari esa qarama-qarshi. Kuchlanishning uncha katta bo‘lmagan qiymatlarida tok kuchlanishga to‘g‘ri proportsional bo‘ladi (1 soha). Tok zichligi esa

$$j = (en_-\mu_- + q_+n_+\mu_+)E = en_0(\mu_- + \mu_+)E$$



7.7-rasm

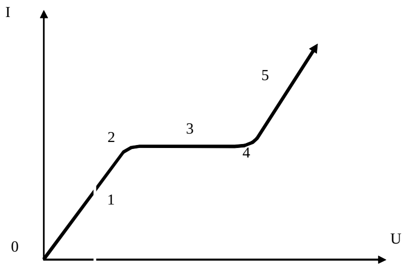
bunda $n_0=n_-=n_+$, μ_- va μ_+ mos ravishda elektron va ionning kontsentratsiyalari va harkatchanliklaridir.

Ionlashtiruvchi rengen nurlarining intensivligi doimiy o‘lgani uchun kuchlanish ortishi bilan anod va katodga birlik vaqt ichida etib borayotgan tok tashuvchilarning soni kamaya boradi (2 soha) va Om qonunidan chetlashish kuzatiladi. Kuchlanishning yanada ortishi natijasida gazda birlik vaqt ichida qancha elektron va ion hosil bo‘lsa, ularning barchasi aynan shu vaqt ichida mos ravishda anod va katodga etib kelishadi. Ya’ni, anod va katodga kelib tushyotgan zaryadli zarrachalar soni o‘zgarmas bo‘lib qoladi. Natijada tok ham o‘zgarmaydi (3 soha). *Tokning bu qiymatini to‘yinish toki I deyiladi va u $I_t= en$ bo‘ladi.* Bundagi n- gazning birlik hajmida 1 sekundda hosil bo‘layotgan elektronlar va ionlar soni.

Kuchlanish yanada ortirilganda tokning keskin ortib ketish sabablari bilan quyida tanishamiz.

Mustaqil gaz razryadi deb tashqi ionizatorning ta’siri to‘xtatilganda ham davom etadigan gaz razryadiga deyiladi. Buning uchun razryadining o‘zi, quyida bayon qilingan jarayonlar tufayli, gazda uzliksiz tok tashuvchilarni hosil qilish imkoniyatiga ega bo‘lish kerak. Ular gaz molekulalarini *zarbali ionlashishi* tufayli paydo bo‘ladilar.

Yuqoridagi (7.6) va(7.7-rasm)larga murojat qilamiz. K-A orasidagi kuchlanishning o‘sishi ionizator ta’sirida hosil bo‘lgan elektron va ionlar energiyasini orttiradi. Natijada quyidagi jarayonlar sodir bo‘lishi mumkin:



7.8-rasm

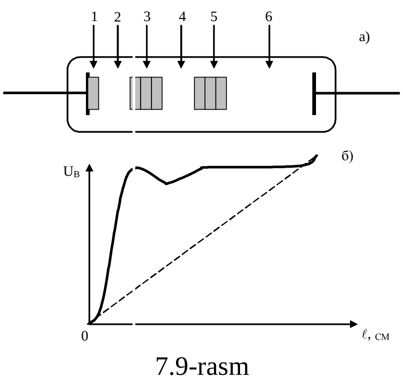
1. Aniqlik uchun (7.9) -rasmda ko‘rsatilgan nay ichidagi gaz molekulalardan tashkil topgan bo‘lsin. U holda elektr maydoni ta’sirida tezlanish olgan (a=eE/m) elektronlar erkin yugurish yo‘li oxirida etarli energiya to‘plab neytral molekulalarni ionlashtirib ikkilamchi elektronlarni va ionlarni xosil qilishi mumkin. Ikkilamchi elektronlar esa o‘z navbatida boshqa neytral molekulalar bilan to‘qnashib yangi elektron va ionlarni hosil qilishadi va xokazo. Natijada elektronlarning soni, anodga yaqinlashgan sari, quyunsimon ortadi.

2. Gazdagi musbat zaryadlangan ionlar ham elektr maydoni ta’sirida tezlashib, o‘z yo‘lida uchragan neytral molekulalarni ionlashtirishi yoki qo‘zg‘algan xolatga o‘tkazishi mumkin. Qo‘zg‘algan xolatdagi molekulalar o‘rtacha 10^{-8} sekund davomida, elektromagnit to‘lqinlar(fotonlar)ni nurlantirib, o‘zlarining asosiy holatlariga o‘tadilar.

3. Fotonlar o‘z navbatida neytral molekulalarni ionlashtirishi va kotod bilan to‘qnashganda uning sirtidan elektronlarni urib chiqarishi mumkin.

4. Gaz tarkibidagi musbat ionlar ham elektr maydon tahsirida tezlashib katodga urilganda undan elektronlarni urib chiqarishi mumkin.

5. Nihoyat katod va anod orasidagi kuchlanishning ancha katta qiymatlarida gaz tarkibidagi musbat ionlar uning neytral molekulalarini ionlashtirishga qodir bo‘lib qolishlari natijasida ularning soni katod tomonga borgan sari quyunsimon ko‘payib ketishi mumkin. Mazkur katod sirtidan musbat ionlar urib chiqarayotgan qo‘shimcha elektronlar o‘z navbatida katod va anod orasida shunday tezlashadilarki, o‘z yo‘lida uchragan neytral molekulalarni ionlashtira boshlaydi, natijada gazda qo‘shimcha ionlar hosil bo‘ladi, shu paytdan boshlab razryad mustaqil bo‘lib qoladi.



7.9-rasm

Miltillama razryad -miltillama razryad past bosimlarda kuzatiladi. Uni kuzatish uchun yassi elektrodlar kavsharlangan, ichida havosi bor 30-50 sm uzunlikdagi nay olamiz. Uning elektrodlariga bir necha yuz volt o‘zgarmas kuchlanish qo‘yib havoni nasos yordamida so‘rib ola boshlaymiz.

Bosim 5-7 kPa gacha kamaytirilganda nayda qizg‘ish ingichki ilon iziga uxshash ipsimon razryad hosil bo‘ladi. Bosim yanada kamayib 13 Pa ga etganda razryad asta sekin yo‘g‘onlashib 7.9,a- rasmda ko‘rsatilgan ko‘rinishni oladi. K va A orasidagi potentsial taqsimoti ham rasmda ko‘rsatilgan (7.9,b-rasm). Razryad sohasi asosan 6 qismdan iborat .

1- soha -atom *qorong‘iligi* deyiladi. U katodga juda yopishgan bo‘ladi. Qalinligi millimetrning ulushlariga teng. Bu sohada elektronlar gaz molekulalarini qo‘zg‘atishga etarli energiyaga ega bo‘lmaydi. 2 yupqa yorug‘ soha - katod (qatlami) chaqnashi deyiladi. Bu sohaga etib borgan elektronlar energiyasi gaz molekulalarini qo‘zg‘atishga etarli lekin ionlay olmaydi. Uyg‘ongan ionlar nur chiqarib o‘zlarining asosiy holatlariga qaytadilar. 3 katod qorong‘iligi sohasiga etib kelgan elektronlar molekulalarni ionlashtirish uchun etarli energiyaga ega bo‘ladilar. Natijada molekulalarning ionlashishi tufayli elektron quyuni hosil bo‘ladi, molekulalarning qo‘zg‘algan holatga o‘tish ehtimolligini kamaygani uchun gazning yorug‘lik chiqarishi susayib ketadi. Nayda mustaqil razryad hosil bo‘lishi uchun 3- qorong‘i soha hal qiluvchi ahamiyatiga ega, chunki shu sohada paydo bo‘lgan musbat ionlar katodga etib kelib urilganlarida undan etarlicha miqdorda elektronlarni urib chiqarilishini taominlaydilar.

Katod qorong‘iligi sohasi keskin 4- manfiy miltillama razryad sohasiga o‘tadi. Bu nurlanish sohasi katod tomonda qatoiy chegaralangan. U asosan elektron va musbat ionlarning rekombinatsiyalanishi oqibatida gazga keladi. Anod tomonga borgan sari miltillama nurlanish ravshanligi susayib boradi va elektron qorong‘ining eng tez elektronlari ham etib kela olmaydigan, 5- Faradey qorong‘iligi sohasiga tutashib ketadi.

Yuqorida tavsiflangan razryad sohasida mustaqil razryadni ushlab turish uchun kerak bo‘lgan barcha jarayonlar sodir bo‘ladi, shuning uchun 1-5 sohani razryadning katod qismi deyiladi.

Faradey qorong‘iligidan keyin musbat nurlanish deb atalgan 6 soha boshlanib anodgacha bo‘lgan oraliqni to‘la egallaydi. Bu sohada elektron va musbat ionlarning kontsentratsiyasi va umuman ionlashish yuqori bo‘ladi. Soha katta elektr o‘tkazuvchanligiga ega. Musbat soha asosan elektron va musbat ionlarning rekombinatsiyalanishi tufayli hosil bo‘ladi.

Naydagi gazning turiga qarab turli rangdagi razryad xosil bo‘ladi. Masalan neon gazi ravshan qizil, argon-ko‘k yorug‘lik chiqaradi va boshqalar. Shuning uchun miltillama razryad kunduzgi yorug‘lik lampalarida qo‘llaniladi.

5. PLAZMA HAQIDA TUSHUNCHA.

Yuqori darajada ionlashgan gazga plazma deyiladi. Bunday ionlashgan gazdagi musbat va manfiy zaryadlarning xajmiy zichliklari absolyut qiymatlari jixatidan taxminan teng bo‘ladi:

$$\rho_+ = |\rho_-| \quad \text{yoki} \quad \rho_+ + \rho_- = 0 \tag{7.17}$$

Ionlarning issiqlik harakatlari sababli, ρ_+ va ρ_- larning oniy qiymatlari ularning o‘rtacha qiymatlari atrofida tartibsiz tebranib turadi. Shuning uchun (7.17) tenglik ma’lum darajada doimo buzilib turadi. Plazmaning eng muxim xususiyati - uning kvazineytralligida. *Kvazineytrallik tushunchasi bilan elektronlar va bir xil ionlardan iborat bo‘lgan plazma misolida tanishaylik.* Bunday plazmada elektronlarning issiqlik harakat tezliklari ionlarnikidan kattaroq bo‘ladi. Shuning uchun elektronlar plazma tashkil qilgan xajmdan tezroq chiqib ketishi va plazma xajmida ionlarni miqdori ortib ketishi tufayli elektr maydon vujudga kelishi kerak. Lekin, plazmada katta elektr maydoni vujudga kelmaydi. Chunki, plazmaning biror qismida ionlarning to‘planib qolishi natijasida vujudga kelgan ionlarning harakatiga tormozlovchi ta’sir ko‘rsatadi, so‘ng ularni orqaga qaytaradi. Shu tarzda elektronlarni tebranma harakati vujudga keladi. Bu tebranishlarning chastotasi va amplitudasini topaylik.

Zichligi n_e bo‘lgan elektronlarni x masofaga siljishi natijasida vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = -\frac{en_e x}{\varepsilon_0} \tag{7.18}$$

bo‘ladi. Bu maydon tomonidan elektronga

$$F = eE = -\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0} x \tag{7.19}$$

kuch ta’sir etadi. Bu kuch F= – kx kuchga o‘xshash. Shuning uchun bu kuch ta’sirida elektron plazma hajmida

$$\omega_l = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \tag{7.20}$$

chastota bilan tebranadi.

Bu chastotani plazma chastotasi yoki Lengmyur chastotasi deyiladi. Elektronlar bilan ionlarning to‘qnashuvi natijasida tebranish so‘nadi. Tebranishlar amplitudasini quyidagicha topish mumkin. Elektron plazma hajmi bo‘ylab elektr maydonida x masofaga siljiydi va maydon ish bajaradi:

$$A = Fx = \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0} x^2 \tag{7.21}$$

Bu ish shu elektronni kinetik energiyasini o‘zgarishi hisobiga bajariladi. Shuning uchun

$$\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0} x^2 = kT_e,$$

bundan

$$x = \lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k}{e^2 n_e} \cdot T_e} \tag{7.22}$$

kelib chiqadi. *Bu ifoda issiqlik harakati tufayli plazmada zaryadlar fazoviy ajraladigan masofaning maksimal qiymatini aniqlaydi. Bu masofani Debay radiusi (λ_D) deb ataladi.* SHunday qilib, debay radiusi zaryadlarning fazoviy ajralishi darajasini, lengmyur chastotasi esa zaryadlarning ajralmas xolatiga qaytish davrini, ya’ni plazmani zaryad jixatidan neytralligini tiklash davrini xarakterlaydi. Hisoblashlar ko‘rsatadiki, T $\neq$ const xolat uchun bir zaryadli ionlardan iborat plazmada debay radiusi

$$\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 k T_u / [n_0 e^2 (1 + T_u / T_e)]}\,. \qquad (7.23)$$

Agar plazmadagi ionlar temperaturasi T_i elektronlar temperaturasi T_e dan juda kichik, ya’ni $T_i << T_e$, bo‘lsa, debay radiusini plazmaning ion T_i temperaturasi belgilaydi.

Agar plazma muvozanat vaziyatda, ya’ni $T_i=T_e=T$ bo‘lsa, bunday holda debay radiusini hisoblash uchun (7.22) va (7.23) formulalardan foydalanish mumkin.

Palzmadagi T_i ionlar temperaturasini qiymatiga bog‘liq holda plazma past temperaturali plazmaga ($T_i< 10^5$ K) va yuqori temperaturali plazmaga ($T_i> 10^7$ K) bo‘linadi.

Xulosa qilib aytganda, *elektronlar va ionlardan iborat gazni, bu gaz egallagan xajmning chiziqli o‘lchamlari debay radiusidan katta bo‘lganda (faqat shu xolatda kvazineytrallik sharti bajariladi) plazma deb atash mumkin.*

Plazma plazmali raketa dvigatellarida va magnitogidrodinamik dvigatellarda ishchi jism bo‘lib xizmat qiladi. Bundan tashqari plazmada termoyadro reaktsiyalarini boshqarishda foydalanish istiqbollari mavjud.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Rikke tajribasini tushuntiring.
2. Drude-Lorents nazariyasini tushuntirib bering.
3. Termoelektronemissiya xodisasini ayting.
4. Nomustaqil va mustaqil gaz razryadlari bir-birlaridan qanday belgilar bilan farqlanadiq
5. Plazma hosil bo‘lish shartini tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. A.Abdullaev Fizika kursi T. 1989 y.
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy Kurs fiziki M. 1989. §§20.3-20.9
3. O.Axmadjonov Fizika kursi. 2 k. 1989 y. V-bob. §§1-8.
4. Trofimova T.I. Kurs fiziki M. 1985. §§ 101-109.
5. Savelev I.V. Kurs fiziki 2- t.M. 1998.

8-MA’RUZA: VAKUUMDA MAGNIT MAYDONI

Reja:

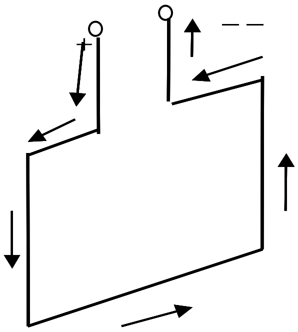
1. Magnit maydoni va uning xarakteristikasi. Magnit induktsiya vektori.
2. Bio-Savar Laplas qonuni. To‘g‘ri va aylanma tokning magnit maydonini hisoblash.

Tayanch so‘z va iboralar:*Elektr zaryadlari, magnit maydoni, tokli ramka, normal, juft kuch momenti, ramkaning magnit momenti, magnit induktsiyasi, parma qoidasi, magnit singdiruvchanlik, maydonlar supperpozitsiya printsipi, tok elementlari.*

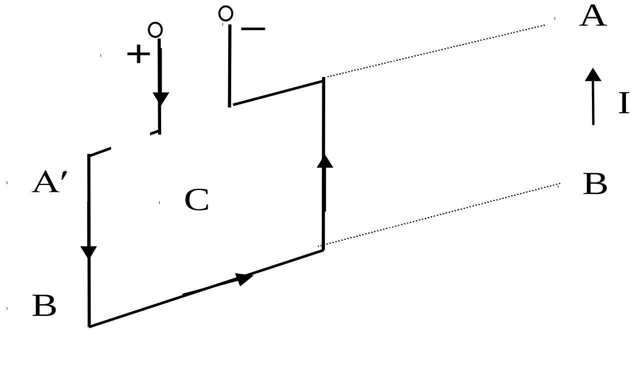
1. Magnit maydoni va uning xarakteristikasi. Magnit induktsiya vektori.

Elektr zaryadlari atrofidagi fazoda elektrostatik maydon xosil bo‘lgani kabi elektr toklarining atrofidagi fazoda ham alohida tabiatli maydon paydo bo‘ladi, bu maydonni *magnit maydoni* deyiladi. Elektrostatik maydon o‘ziga kiritilgan zaryadli jismlarga ta’sir qiluvchi kuchlar orqali namoyon bo‘ladi. Magnit maydon esa shu maydonga kiritilgan tokli o‘tkazgichlarga ta’sir qiluvchi kuchlar orqali namoyon bo‘ladi. Magnit maydonning tokka ta’siri shu tok oqayotgan o‘tkazgichning shakliga, o‘tkazgichning maydondagi vaziyatiga va undagi tokning kuchi yo‘nalishiga qarab har xil bo‘ladi. Shu sababli magnit maydonini xarakterlash uchun uning muayyan bir tokka ta’sirini o‘rganish lozim. Bunda biz dastlab tokli o‘tkazgichlar bo‘shliqda joylashgan deb xisoblaymiz. Magnit maydonning xossalarini esa shu maydonning tokli berk yassi konturga ko‘rsatadigan ta’siriga qarab o‘rganamiz. Bunday konturni *ramka* deyiladi. Ramkaning o‘lchamlari tekshirilayotgan nuqtadagi magnit maydonini vujudga keltirayotgan toklar oqayotgan o‘tkazgichlargacha bo‘lgan masofaga nisbatan kichik bo‘lishi kerak.

Magnit maydon xossalarini tekshirish uchun buralish deformatsiyasini seza oladigan, ingichka ipga osib qo‘yilgan ramkadan foydalanamiz (8.1-rasm).



8.1- rasm

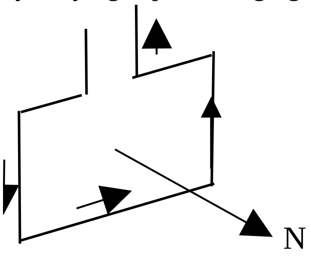


8.2 - rasm

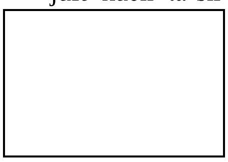
Tajriba shunday kichik ramka tok oqayotgan simlar yoniga joylashtirilsa, maolum darajada burilishini ko‘rsatadi. Magnit maydon ramkaga orientirlovchi ta’sir ko‘rsatadi.

Masalan, uzun to‘g‘ri sim orqali I tok oqayotgan bo‘lsin (8.2-rasm). Bunday sim yaqiniga keltirilgan S ramka buralib, sim orqali o‘tuvchi AA′VV′ tekislik bo‘ylab joylashib oladi. Magnit maydon yo‘nalishini xarakterlash uchun ramka tekisligiga normal o‘tkazamiz (8.3.-Rasm).
Normalning uchidan qaraganimizda ramkadagi tok soat strelkasiga teskari yo‘nalgan holda ko‘rinsa, bu yo‘nalish normalning musbat yo‘nalishi deb qabul qilamiz.

Boshqacha aytganda, normalning musbat yo‘nalishi deb dastasi ramkada oqayotgan tok yo‘nalishi bo‘ylab aylanayotgan parmaning ilgarilanma harakati yo‘nalishini qabul qilamiz.



8.3.-Rasm



Maydon ta’sirida ramkaning orientirlanishi magnit maydonda ramkaga juft kuch ta’sir qilishini ko‘rsatadi. Tajriba bu *juft kuch momenti* (M) ning kattaligi ramkaning o‘lchamlari (yuzasi S), orientirlanishi va undan oqayotgan tok kuchi (I) ga bog‘liq ekanligini ko‘rsatadi:

$$M \sim IS \cdot \operatorname{Sin} \alpha \tag{8.1}$$

Ramkadan o‘tayotgan tok kuchi I bilan ramka yuzining ko‘paytmasi <u>*ramkaning magnit momenti*</u> (R_m) deyiladi.

$$P_m = IS \tag{8.2}$$

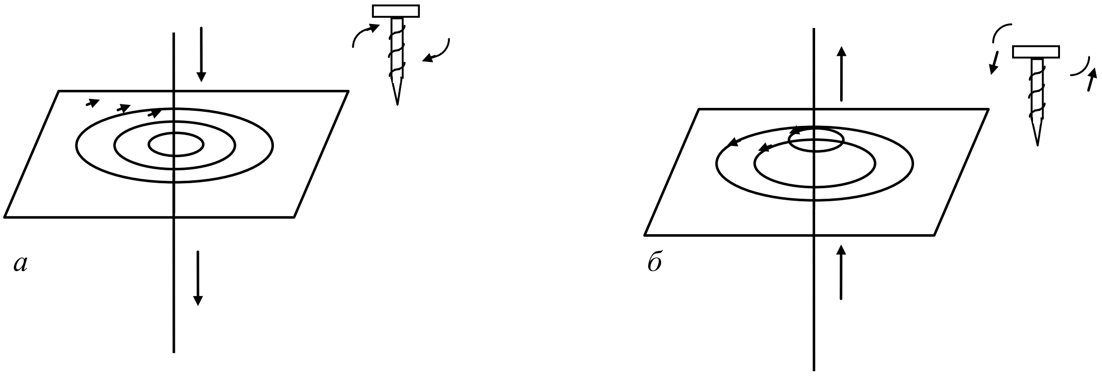
Magnit maydonning ixtiyoriy tanlab olingan nuqtasiga magnit momentlarining qiymatlari turlicha bo‘lgan sinov ramkalarini navbatma-navbat kiritsak, ularga ta’sir etadigan juft kuch momentlarning maksimal qiymatlari ham turlicha bo‘ladi. *Lekin, har bir sinov konturga ta’sir etuvchi aylantiruvchi kuch momentining ramkani magnit momentiga nisbati magnit maydonning ayni nuqtasi uchun o‘zgarmas kattalik bo‘ladi. Magnit maydonning miqdoriy xarakteristikasi vazifasini bajaradigan bu nisbat* <u>magnit induktsiyasi V</u> *deb ataladigan vektor kattalikni ifodalaydi:*

$$V = \frac{M}{Pm} \quad \text{yoki} \quad B = \frac{M}{IS}. \tag{8.3}$$

SI tizimida magnit induktsiya birligi sifatida magnit maydon shunday nuqtasining magnit induktsiyasi qabul qilinishi kerakki, bu nuqtaga kiritilgan magnit momenti 1 $A \cdot M^2$ bo‘lgan yassi konturga magnit maydoni tomonidan ta’sir etadigan aylantiruvchi momentning maksimal qiymati 1 $N \cdot M$ ga teng bo‘lishi lozim. Bu birlik <u>*Tesla*</u> (Tl) deb ataladi:

$$1Tl = 1\,N \cdot M / 1\,A \cdot M^2 = N/M \cdot A$$

Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash uchun *magnit induktsiya chiziqlaridan* foydalaniladi. To‘g‘ri tokning magnit induktsiya chiziqlari markazlari o‘tkazgich ustida yotgan kontsentrik aylanalardan iborat bo‘ladi (8.4-rasm).



8.4-rasm

Magnit induktsiya chiziqlarining yo‘nalishini aniqlashda *parma qoidasidan* foydalaniladi: *agar parmaning ilgarilanma harakatini tok bilan bir xil yo‘naltirsak, u holda parma dastasining aylanish yo‘nalishi magnit induktsiya chiziqlarining yo‘nalishini ko‘rsatadi.* Makrotoklar xosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ vektori magnit induktsiya vektori $\vec{B}$ bilan izotrop muxitlar uchun quyidagicha bog‘langan

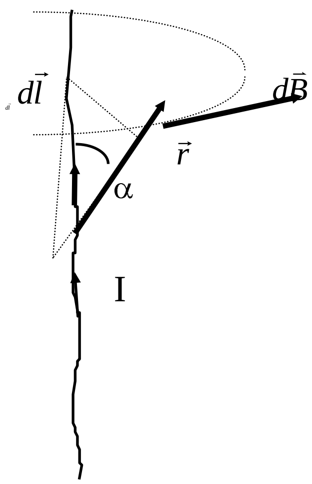
$$\vec{B} = \mu_o\mu\,\vec{H}\,. \tag{8.4}$$

(8.4) - tenglikda μ_o - magnit doimiysi, μ - muxitning magnit sindiruvchanligi bo‘lib, bu kattalik mikrotoklar (modda atomlari va molekulalari elektronlarining harakati tufayli xosil bo‘ladigan toklar) xisobiga magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ necha marta kuchayganligini ko‘rsatadi.

2. Bio-Savar va Laplas qonuni. To‘g‘ri va aylanma tokning magnit maydonini xisoblash.

Bio va Savar turli shakldagi o‘tkazgichlar atrofidagi magnit maydonlarni tekshirib, *tokli o‘tkazgichdan r masofada joylashgan biror nuqtaning magnit induktsiyasi o‘tkazgichdagi tok kuchi I ga to‘g‘ri proportsionalligini aniqladilar.* Laplas ixtiyoriy shakldagi tokli o‘tkazgichlar atrofidagi nuqtalarda hosil bo‘ladigan magnit induktsiyasini aniqlashda *maydonlar supperpozitsiya printsipidan* foydalandi. Bu printsipga ko‘ra, *bir necha toklar tufayli xosil bo‘ladigan maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi magnit induktsiyasi* $\vec{B}$ *alohida toklar vujudga keltirayotgan maydonlarning ayni shu nuqtadagi magnit induktsiyalarining (*$\vec{B}_i$*) vektor yig‘indisiga teng bo‘ladi,* ya’ni

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3 + ... + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{B}_i\,. \tag{8.5}$$



8.5-rasm

Ixtiyoriy shakldagi tokli o‘tkazgich xosil qilayotgan maydonning biror nuqtasidagi magnit induktsiyasi uning ayrim qismlari xosil qilayotgan magnit induktsiyalarining vektor yig‘indisidan iborat bo‘ladi, yaoni

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{n} d\vec{B}_i = \int_{\ell} d\vec{B}\,. \tag{8.6}$$

Har bir *tok elementi (Idl)* vujudga keltirayotgan (8.5-rasm) magnit induktsiyasi

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{I[d\vec{\ell}\cdot\vec{r}]}{r^3}\,. \tag{8.7}$$

$d\vec{B}$ ning moduli uchun quyidagi ifoda o‘rinli:

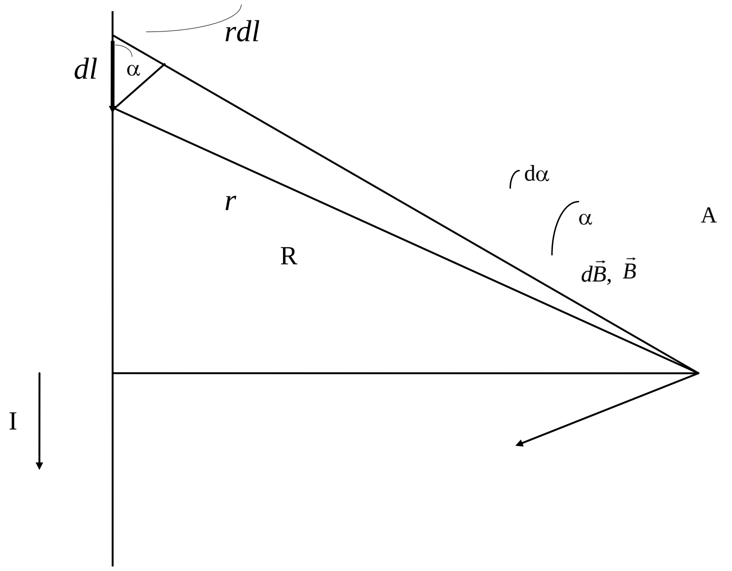
$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{Idl\,\sin\alpha}{r^2}\,. \tag{8.8}$$

(8.7) va (8.8) munosabatlar Bio-Savar va Laplas qonunini ifodalaydi. Bu ifodalarda $\vec{r}$ - tok elementidan magnit induktsiyasi aniqlanayotgan nuqtaga o‘tkazilgan radius - vektor; α - o‘tkazgich elementar bo‘lakchasi $d\vec{l}$ bilan $\vec{r}$ orasidagi burchak; μ - muxitning magnit sindiruvchanligi; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ N/A^2 esa magnit doimiysi.

$d\vec{B}$ ning yo‘nalishi $d\vec{l}$ va $\vec{r}$ vektorlardan o‘tuvchi tekislikka tik bo‘ladi va parma qoidasidan topiladi: parma dastasi $d\vec{l}$ dan $\vec{r}$ ga eng kichik burchak orqali burilganda uning uchi $\vec{B}$ bo‘yicha ketadi.

a) To‘g‘ri tokning magnit maydoni

Cheksiz uzun, ingichka o‘tkazgich o‘zidan R masofada joylashgan biror A nuqtada hosil qilgan magnit induktsiya kattaligi dV ni xisoblaylik (8.6-rasm).



8.6-rasm

8.6 - rasmdan ko‘rinadiki $r = R/\cos\alpha$, $dl = r \cdot d\alpha/\cos\alpha$

Bu ifodalarni 8.8 - tenglikka qo‘yib tok elementi xosil qilgan magnit induktsiyasi kattaligini topamiz.

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi R}\sin\alpha \cdot d\alpha \qquad (8.9)$$

8.9 - tenglikdagi burchak α qiymatlari 0 dan π ga qadar o‘zgargani uchun 8.6 va 8.9 - tengliklarga ko‘ra:

B

Demak, *to‘g‘ri tokning magnit induktsiyasi*

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{2I}{R} \qquad (8.10)$$

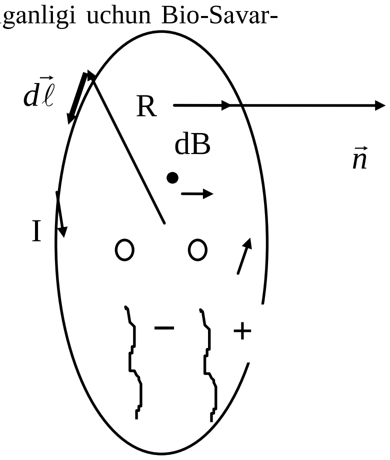
8.10-tenglikka ko‘ra, to‘g‘ri tok xosil qilgan magnit induktsiyasi kattaligi tok kuchigaproportsional ekan.

b) Aylanma tok markazidagi magnit maydoni

Radiusi R bo‘lgan aylana shaklidagi o‘tkazgichdan I tok oqayotgan bo‘lsin (8.7-Rasm).

Aylananing har bir dl elementi va radiusi R orasidagi burchak π/2 ga teng bo‘lganligi uchun Bio-Savar-Laplas qonuniga asosan:

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{Id\ell}{R^2} \qquad (8.11)$$



8.7-rasm

Barcha dB lar aynan bir xil yo‘nalishda, ya’ni aylana markazidan o‘tuvchi musbat normal ($\vec{n}$) bo‘ylab yo‘nalgan. Shuning uchun natijaviy maydonning aylana markazidagi magnit induktsiyasi:

$$B = \int dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{1}{R}\int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{I}{R^2}\cdot 2\pi R = \frac{\mu\mu_0 I}{2R}$$

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2R} \qquad (8.12)$$

Aylana shaklidagi tokli konturning magnit momenti $R_m = IS = =I \cdot \pi R^2$ bo‘lgani uchun (8.12)-ifodani quyidagicha o‘zgartirib yozish mumkin:

$$B = \mu_0\mu\frac{I}{2R}\cdot\frac{\pi R^2}{\pi R^2} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{2P_m}{R^3}. \qquad (8.13)$$

$\vec{B}$ va $\vec{P}_m$ vektorlar konturga o‘tkazilgan musbat normal $\vec{n}$ bo‘ylab yo‘nalgani uchun quyidagi munosabat o‘rinli bo‘ladi:

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{2\vec{P}_m}{R^3}. \qquad (8.14)$$

(8.14) tenglikka ko‘ra doiraviy tokning magnit maydoni aylana shaklidagi tokli konturning magnit momentiga to‘g‘ri proportsional ekan.

MA'RUZA: VAKUUMDA MAGNITOSTATIKANING ASOSIY TENGLAMASI

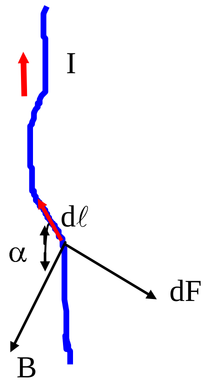
Reja:

1. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'siri.
2. Harakatdagi zaryadga magnit maydonining ta'siri. Lorents kuchi. Xoll effekti.
3. Magnit maydonida zaryadlangan zarrachalarning harakati. Zaryadlangan zarrachalarni tezlashtiruvchi qurilmalar (tezlatgichlar).

Tayanch so'z va iboratlar: *Amper kuchi, chap qo'l qoidasi, parallel toklar, Lorents kuchi, markazga intilma kuch, Xoll doimiysi, chiziqli rezonans siklotron, duvnt.*

1. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'siri.

Magnit maydonda joylashgan tokli o'tkazgichga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch shu maydonning magnit induktsiyasi B ga, o'tkazgichning geometrik o'lchamlariga va undan o'tayotgan tok kuchi I ga bog'liq bo'ladi.



9.1.-rasm

O'tkazgichning dl elementiga ta'sir etuvchi kuchni

$$d\vec{F} = \vec{I} \cdot [d\vec{l}\vec{B}] \quad (9.1)$$

ifoda bilan, uning modulini esa

$$dF = IdlB\sin\alpha \quad (9.2)$$

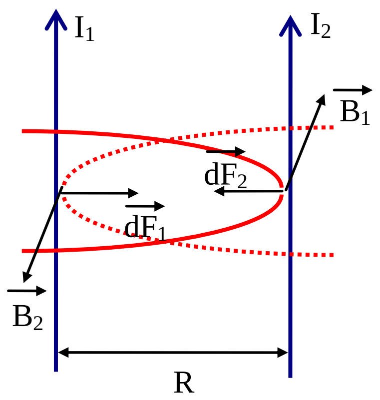
ifoda bilan aniqlanadi. (9.1, 9.2) - ifodalar Amper qonunini ifodalaydi. 9.1 va 9.2 - ifodalarda B - maydonning dl element joylashgan soxasidagi magnit induktsiyasi, α - $d\vec{l}$ va $\vec{e}$ vektorlar orasidagi burchak (9.1-rasm).

Ta'sir etuvchi kuchni (Amper kuchi) yo'nalishini chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi.

Qoida: *chap qo'limizni shunday joylashtirish kerakki, bunda B induktsiya chiziqlari kaftimizga kirsin, to'rtala ochilgan barmoq tok yo'nalishiga mos kelsa, 90^0 ga ochilgan bosh barmoq Amper kuchining yo'nalishini ko'rsatadi.*

Amper qonuni tok oqayotgan ikkita parallel o'tkazgichlarni o'zaro ta'sir kuchlarini aniqlashda qo'llaniladi.

O'zaro parallel, oralaridagi masofa R bo'lgan I_1 va I_2 toklar oqayotgan (toklar yo'nalishi 9.2-rasmda ko'rsatilgan) cheksiz uzunlikdagi tokli o'tkazgichlarni ko'raylik.



9.2.- rasm

Har bir o'tkazgich o'zining atrofida magnit maydon xosil qiladi va shu maydon orqali Amper qonuniga ko'ra yonidagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiladi. I_1 tok oqayotgan o'tkazgich atrofida xosil bo'lgan magnit induktsiyasi

$$B_1 = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1}{R} \quad (9.3)$$

bo'lib I_2 tok oqayotgan o'tkazgichning dl elementiga Amper qonuniga asosan

$$dF_2 = I_2B_1\,dl \quad (9.4)$$

kuch bilan ta'sir qiladi. 9.3-tenglikni xisobga olib 9.4-tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$\mathbf{dF_2} = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1I_2}{R}\,dl \cdot \quad (9.5)$$

Xuddi shuningdek I_2 tok xosil qilgan magnit maydon I_1 tok oqayotgan o'tkazgichning dl elementiga dF_2 kuchga qarama-qarshi yo'nalgan

$$dF_1 = I_1B_2dl = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1I_2}{R}\,dl \quad (9.6)$$

kuch bilan ta'sir qiladi. (9.5) va (9.6) ni tengliklarni taqqoslab $dF_1 = dF_2$ ekanligi, ya'ni tokning yo'nalishi bir tomonga yo'nalgan ikki parallel o'tkazgich bir-biriga

$$dF = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1I_2}{R}\,dl \quad (9.7)$$

kuch bilan tortilishini ko'ramiz.

Agar ikki parallel o'tkazgichlardagi toklar qarama-qarshi yo'nalishda oqsa, chap qo'l qoidasini qo'llagan holda, bu o'tkazgichlar o'zaro bir-biridan qochishini ko'rish mumkin.

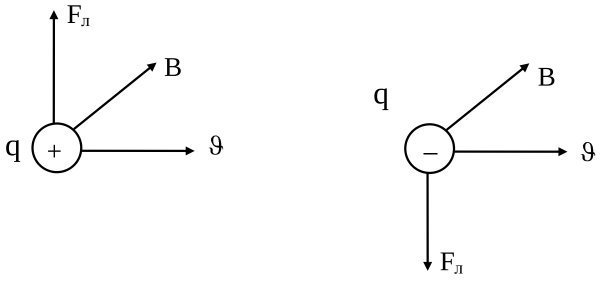
2. Harakatdagi zaryadga magnit maydonining ta'siri. Lorents kuchi. Xoll effekti.

Magnit maydoni faqat tok oqayotgan o‘tkazgichlargagina ta’sir qilib qolmasdan, balki xarakatdagi zaryadlangan zarrachalarga xam ta’sir qiladi. Magnit maydonida ϑ tezlikda harkatlanayotgan q zaryaga

$$\vec{F}_{Л} = q[\vec{\vartheta} \cdot \vec{B}] \qquad (9.8)$$

kuch ta’sir etadi. Bu kuchni Lorents kuchi deyiladi. Lorents kuchini yo‘nalishini <u>*chap qo‘l qoidasi* </u>bilan aniqlanadi.

Agar kaftga B induktsiya chiziqlari kirsa, to‘rtala ochilgan barmoq musbat zaryadning tezlik, $\vec{\vartheta}$ - vektor yo‘nalishiga mos kelsa, bosh barmoq Lorents kuchi yo‘nalishini ko‘rsatadi (9.3-rasm).



9.3 - rasm

Lorents kuchining (G‘l) modul bo‘yicha ifodasi

$$F_l = q\vartheta B\sin\alpha \qquad (9.9)$$

(9.9) - tenglikda α, $\vec{B}$ va $\vec{\vartheta}$ orasidagi burchak. Lorents kuchi zarracha yo‘nalishiga tik, demak unga markazga intilma tezlanish beradi va zarracha harakat yo‘nalishini o‘zgartiradi, xolos.

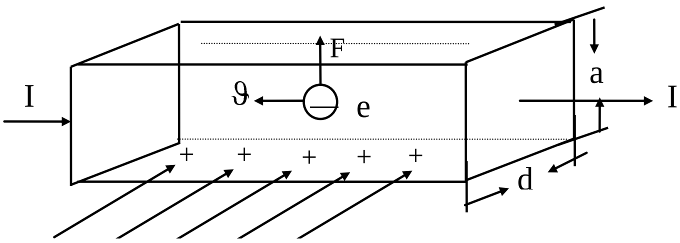
Agar zaryadga magnit maydonidan tashqari, kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ ga teng bo‘lgan elektr maydoni ham ta’sir etsa, natijaviy kuch Lorents va elektr kuchlarining vektor yig‘indisidan iborat bo‘ladi.

$$\vec{F} = \vec{F}_{el} + \vec{F}_{l} = q\vec{E} + q[\vec{\vartheta}\ \vec{B}] \qquad (9.10)$$

(9.10) - ifoda <u>Lorents formulasi</u> deyiladi.

<u>Xoll effekti.</u> Xoll effektining moxiyati shundan iboratki, metall yoki yarim o‘tkazgichdan yasalgan plastinka magnit maydoniga joylashtirilib undan tok o‘tkazilsa, ($\vec{B}$ va tok yo‘nalishiga tik yo‘nalishda) plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida noldan farqli bo‘lgan potentsiallar ayirmasi xosil bo‘ladi.

Metall plastinka (eni d, qalinligi a) magnit induktsiya chiziqlariga (V) perpendikulyar joylashgan bo‘lsa, Lorents kuchlari ta’sirida elektronni xarakat yo‘nalishi o‘zgaradi va natijada plastinkaning yuqori qirrasida ortiqcha manfiy zaryadlar, qarama-qarshi qirrasida ortiqcha musbat zaryadlar to‘planadi (9.4-rasm). Shu sababli plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida pastdan yuqoriga yo‘nalgan ko‘ndalang elektr maydoni xosil bo‘ladi. *Elektr kuchlari Lorents kuchlariga teng bo‘lganda plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida xosil bo‘lgan Xoll potentsiallar ayirmasi magnit induktsiya kattaligiga (V), tok kuchi (I) ga to‘g‘ri proportsional bo‘lib, plastinkaning qalinligiga (a) teskari proportsional bo‘ladi.*



9.4 - Rasm

$$\Delta\varphi = R \cdot \frac{IB}{a} \qquad (9.11)$$

(9.11)- tenglikda R = 1/ne (n - 1 sm^3 dagi zaryadlar soni, e - elektron zaryadi) <u>*Xoll doimiysi*</u> bo‘lib moddaning turiga bog‘liq bo‘ladi. O‘lchangan Xoll doimiysining qiymatlariga ko‘ra, o‘tkazgichdagi elektronlar sonini va R ning ishorasiga qarab tekshirilayotgan o‘tkazgichning qanday o‘tkazuvchanlikka ega ekanligini aniqlash mumkin.

MA’RUZA. MAGNIT ZANJIRLARINING QONUNLARI

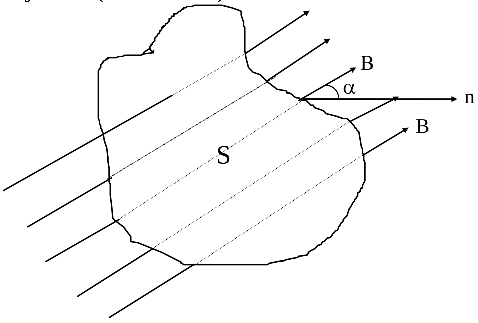
Reja:

1. Magnit oqimi va uning birligi. Magnit oqimi uchun Gauss teoremasi.
2. Solenoid va toroidning magnit maydoni.
3. Tokli konturni magnit maydonida ko‘chirishda bajarilgan ish.

Tayanch so‘z va iboratlar: *magnit oqimi, Tesla, Gauss teoremasi, solenoid, toroid, Amper kuchi, berk kontur.*

1. Magnit oqimi va uning birligi. Magnit oqimi uchun Gauss teoremasi.

Magnit mayon induktsiyasining shu induktsiya chiziqlari o‘tayotgan yuzaga ko‘paytmasi <u>magnit oqimi</u> deyiladi (Rasm 10.1).



10.1 - rasm

$$dF_V = V_n \cdot dS = \vec{B} \cdot d\vec{S} \qquad (10.1)$$

10.1 tenglikda Bn = V · sosα bo‘lib, normal $\vec{n}$ bo‘yicha yo‘nalgan $\vec{B}$ vektorning proektsiyasi. α - $\vec{B}$ va $\vec{n}$ orasidagi burchak. Tokli kontur xosil qilgan magnit induktsiya oqimi doimo musbat bo‘ladi. Ixtiyoriy S yuza orqali o‘tuvchi magnit induktsiya oqimi

$$F_V = \int_S B_n * dS = \int_S \vec{B} * d\vec{S} \qquad (10.2)$$

bo‘ladi. Bir jinsli magnit maydon uchun magnit oqimi

$$F_V = VS\cos\alpha \qquad (10.3)$$

bo‘ladi. 10.3 - tenglik bo‘yicha magnit oqimi *<u>Veberda</u>* o‘lchanishi kelib chiqadi. *Bir Veber magnit induktsiyasi 1 Tesla (Ts) bo‘lgan bir jinsli magnit maydoniga tik bo‘lgan 1m^2 yuzadan o‘tayotgan magnit oqimni bildiradi.*

Magnit maydon induktsiyasi V uchun *<u>Gauss teoremasi</u>* quyidagicha taoriflanadi:

Teorema: H*ar qanday berk yuzadan o‘tuvchi magnit induktsiya oqimi nolga tengdir:*

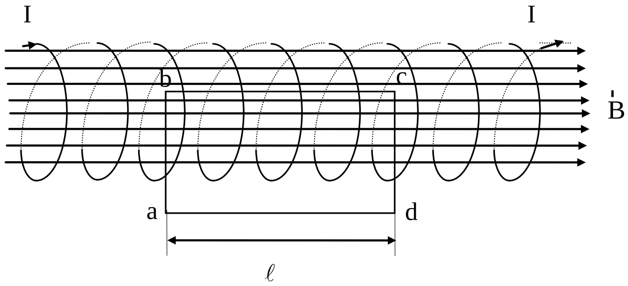
$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = \int_S B_n \cdot dS = 0 \qquad (10.4)$$

Gauss teoremasi tabiatda magnit zaryadlarining mavjud emasligini va induktsiya chiziqlari doimo berk bo‘lishini ko‘rsatadi. Bundan kontur yuzasiga qancha induktsiya chiziqlari kirsa shunchasi chiqishi kelib chiqadi.

2. Solenoid va toroidning magnit maydoni.

Solenoid - markazlari umumiy o‘qda yotuvchi bir-biri bilan ketma-ket ulangan aylanma toklar yig‘indisidir (Rasm 10.2).

Solenoid ichidagi magnit maydonning induktsiyasi $\vec{B}$ ni ko‘raylik. $\vec{B}$ ning yo‘nalishi chapdan o‘ng tomonga yo‘nalgan o‘zaro parallel to‘g‘ri chiziqlardan iborat bo‘ladi. $\vec{B}$ qiymatini topish uchun cheksiz uzun solenoidning n dona o‘ramni o‘z ichiga olgan *l* uzunligini xayolan ajratib, unda *avsda* berk konturni o‘tkazaylik. Berk kontur bo‘yicha $\vec{B}$ vektorning sirkulyatsiyasi uchun quyidagi munosabat o‘rinli:



10.2 - rasm

$$\oint_{abcda} B_e \cdot d\ell = \int_a^b B_e \cdot d\ell + \int_b^a B_e \cdot d\ell + \int_c^d B_e \cdot d\ell + \int_d^a B_e \cdot d\ell = \mu_0$$

$$\oint_{abcda} B_e \cdot dl = \mu_0 n \cdot I \qquad (10.5)$$

10.5 - tenglikdagi I - solenoiddan o‘tayotgan tok kuchi. Berk konturning *av* va *sd* qismlari $\vec{B}$ chiziqlariga tik bo‘lganligi uchun, bu qismlarda $\vec{B}\ \vec{l}$ = 0. Konturning da qismi joylashgan soxada esa V = 0 bo‘lganligi uchun $\vec{B}\ \vec{l}$ ham nolga teng. Shuning uchun 10.5 dagi to‘rtta integraldan faqat bittasi noldan farqli. Natijada 10.5 - ifoda quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\int_b^c B_e \cdot dl = \mu_0 n \cdot I \qquad (10.6)$$

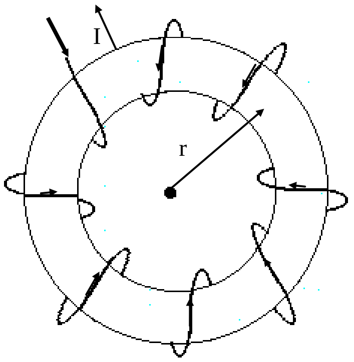
Konturning *vs* qismi V ga parallel bo‘lganligi tufayli bu sohada $\vec{B}\ \vec{l}$ = Vl bo‘ladi. U holda (10.6) dagi integral

$$\int_b^{-} B_e \cdot d\ell = \int_b^{-} B d\ell = B \int_b^{-} d\ell = B\ell \qquad (10.7)$$

10.6 va 10.7 larni taqqoslasak, Vℓ = μ_o nI yoki

$$V = \mu_0 \frac{n}{\ell} I = \mu_o n_0 I \qquad (10.8)$$

(10.8) ifodadagi $n_0 = n/\ell$ - colenoidning birlik uzunligidagi o‘ramlar soni. Demak, cheksiz uzun solenoidning ichidagi barcha nuqtalarida $\vec{B}$ ning yo‘nalishi ham, qiymati ham birday saqlanadi.



10.3- rasm

Agar solenoidni egib markazlari r masofada joylashgan xalqa xosil qilsak, natijada *toroid* deb ataladigan xalqasimon g‘altak xosil qilamiz (10.3-rasm).

Magnit maydoni faqat toroid ichida mujassamlangan bo‘ladi va quyidagi formula bilan xisoblanadi:

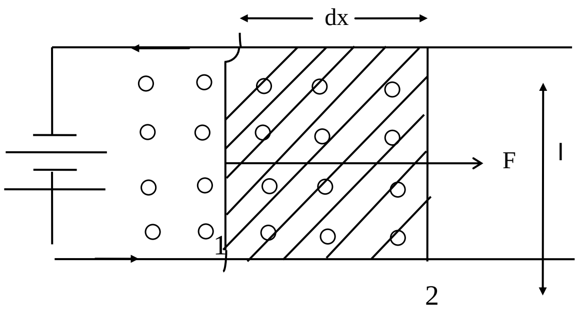
$$V = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 \frac{n}{2\pi r} I \qquad (10.9)$$

Demak, toroid ichida xosil bo‘lgan magnit induktsiyasi kattaligi o‘ramlar soni va undan o‘tayotgan tok kuchiga bog‘lanib o‘zgarar ekan.

3. Tokli o‘tkazgichning magnit maydonda ko‘chirishda bajarilgan ish.

Ma’lumki, magnit maydonidagi tokli o‘tkazgichga Amper kuchi ta’sir qiladi. Agar o‘tkazgichli ramkani biror qismi siljuvchan qilib yasalib, u magnit maydoniga joylashtirilsa, ramkaga Amper kuchi ta’sir etib, uni siljitadi, yaoni magnit maydoni ish bajaradi.

Aytaylik, tokli ramka bir jinsli magnit maydonga joylashgan bo‘lib, magnit induktsiya chiziqlari ramka tekisligiga tik bo‘lsin (10.4-rasm).



10.4 - rasm

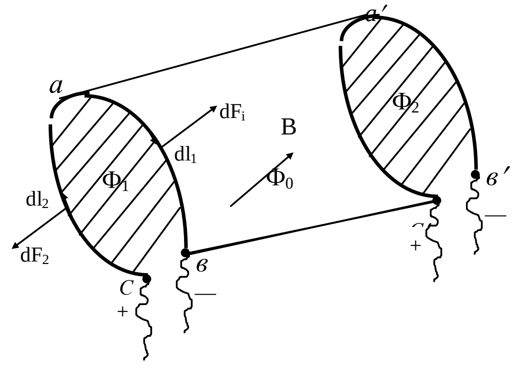
Tokli o‘tkazgichga G‘ = IVl kuch ta’sir etadi va ramkaning siljuvchi qismini *dx* masofaga ko‘chiradi. Magnit maydonning bajargan ishi

$$dA = F \cdot dx = IBldx = IBdS = IdF \qquad (10.10)$$

Demak, bajarilgan ish tok kuchining ramka siljuvchi qismidan o‘tayotgan magnit oqimi o‘zgarishi ko‘paytmasiga teng ekan.

Olingan natijani berk konturni magnit maydonda ko‘chirishda bajarilgan ishni xisoblashga tadbiq etish mumkin.

10.5 - rasmda tasvirlangan tokli berk kontur (*abca*) magnit induktsiya chiziqlariga tik holda magnit maydonida ko‘chayotgan bo‘lsin.



10.5-rasm

Konturni xayolan *ab* va *sa* o‘tkazgichlarga ajrataylik. Tokli berk konturni ko‘chirishda bajarilgan ish (dA) konturning tarkibiy qismlari – *ab* va *sa* tokli o‘tkazgichlarni ko‘chirishda bajarilgan dA_1 va dA_2 larning yig‘indisidan iborat bo‘ladi.

$$dA = dA_1 + dA_2 \qquad (10.11)$$

Konturning *ab* qismidagi tok elementlariga ta’sir etuvchi kuchlar (Rasm 10.5 da dl_1 tok elementiga magnit maydon tomonidan ta’sir etuvchi dF_1 kuchga qarang) va av ni ko‘chirilish yo‘nalishlari orasidagi burchak o‘tkir bo‘lganligi uchun dA, ish musbat, uning qiymati (10.10) ga asosan, konturdan o‘tayotgan tok kuchi bilan ko‘chirilish jarayonda av o‘tkazgich kesib o‘tadigan magnit oqim (bu oqim aba′b′ yuz orqali o‘tuvchi oqim df_0 va a′b′s′a′ yuz orqali o‘tuvchi df_2 magnit oqimlarining yig‘indisidir) ko‘paytmasiga teng.

$$dA_1 = I\,(df_o + df_2) \qquad (10.12)$$

Konturning sa qismidagi tok elementlariga ta’sir etuvchi kuchlar (10.5-rasmdagi $d\ell_2$ ga magnit maydon tomonidan ta’sir etuvchi dF_2 kuchga qarang) va sa ning ko‘chirilish yo‘nalishlari orasidagi burchak o‘tmas bo‘lganligi uchun dA_2 ish manfiy, uning qiymati esa I tok bilan ko‘chirilish davomida sa o‘tkazgich kesib o‘tadigan magnit oqim (bu oqim abca yuz orqali o‘tuvchi df_1 va aa′c′b yuz orqali o‘tuvchi df_o magnit oqimlarining yig‘indisidir) ko‘paytmasiga teng:

$$dA_2 = -I(df_o + df_1) \qquad (10.13)$$

(10.12) va (10.13) tengliklar asosida (10.11) tenglikni quyidagicha yoza olamiz:

$$dA = I(df_2 - df_1) \qquad (10.14)$$

Demak, magnit maydonda tokli berk konturni ko‘chirishda bajarilgan ish shu konturdan o‘tayotgan tok kuchi I bilan kontur yuzi orqali o‘tuvchi magnit oqimi o‘zgarishlarining (df_2 - df_1) ko‘paytmasiga teng.

11-MA’RUZA. ELEKTROMAGNIT INDUKTSIYA XODISASI

Reja:

1. Elektromagnit induktsiya hodisasi. Lents qoidasi.
2. O‘zinduktsiya hodisasi. Induktivlik. O‘zaro induktsiya.
3. Magnit maydon energiyasi.

Tayanch so‘z va iboralar*:* *Berk kontur, induktsion tok, solenoid, Lents qoidasi, bir jinsli magnittmaydoni, Faradey qonuni, Tesla, o‘zinduktsiya, o‘zaroinduktsiya, ulanish va uzulish ekstratoki.*

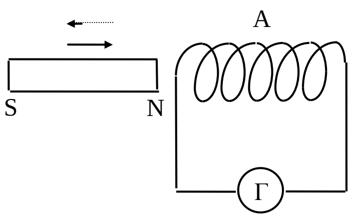
1. Elektromagnit induktsiya hodisasi. Lents qoidasi.

Elektromagnit induktsiya hodisasini 1831 yili Faradey kashf qilgan. Xodisa shundan iboratki, *har qanday berk o‘tkazgich konturi bilan chegaralangan yuz orqali o‘tayotgan magnit induktsiya oqimi o‘zgargan vaqtda shu konturda elektr tok paydo bo‘ladi*. Bu tokka <u>induktsion tok</u> deyiladi.

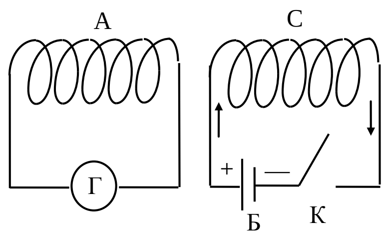
Galvonometrga ulangan A solenoidning bir uchiga o‘zgarmas magnitni yaqinlashtirsak, solenoidda elektr toki paydo bo‘ladi.
(11.1-rasm). S - solenoidni k - kalit orqali B tok manbaga ulasak, A solenoidda qisqa muddatli tok paydo bo‘ladi (11.2-rasm).

Tajribalarni taxlil qilsak, birinchi tajribada shu narsa xarakterlidirki, A solenoidda tok magnit unga yaqinlashayotgan yoki undan uzoqlashayotgan paytdagina, yani solenoid yaqinida magnit maydon o‘zgargan vaqtda yoki solenoidning o‘zi magnit maydonida ko‘chgan vaqtda paydo bo‘ladi xolos. Magnitning solenoidga nisbatan xarakati yoki solenoidning magnitga nisbatan xarakati to‘xtashi bilan solenoid yaqinidagi magnit maydon o‘zgarmas bo‘lib qoladi va solenoiddan tok o‘tmaydi. Ikkinchi tajribadagi hodisa ham birinchidagiga o‘xshashdir - bunda o‘zgaruvchan magnit maydonni S solenoidda hosil bo‘lgan yoki yo‘qolayotgan tok hosil qiladi. Ikkala holda ham o‘tkazgich konturi yaqinidagi magnit maydonning kattaligi o‘zgaradi, demak, kontur bilan chegaralangan sirt orqali o‘tuvchi magnit induktsiya oqimi ham o‘zgaradi.

Peterburg universitetining professori Lents induktsion tokning yo‘nalishi uchun quyidagi <u>*qoidani*</u> topdi: *berk konturda xosil bo‘lgan tok shunday yo‘nalganki, bu tok kontur bilan chegaralangan yuz orqali o‘tuvchi va uning o‘zini xosil qiluvchi magnit oqimi induktsiyasining o‘zgarishini kompensatsiyalovchi xususiy magnit induktsiya oqimini yaratadi.*

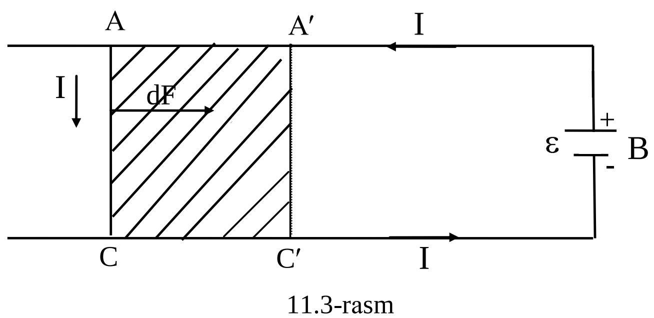


11.1-rasm



11.2-rasm

Birinchi tajribada (11.1-rasm) solenoidga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirganimizda soleniodda soat strelkasiga teskari yo‘nalgan tok paydo bo‘ladi. Bu xolda magnit hosil qilayotgan induktsiya oqimi soleniodning ichiga qarab yo‘nalgan bo‘lib, magnit yaqinlashgan sari orta boradi. Solenoiddagi induktsion tokning magnit maydoni tashqi magnit maydonni o‘sishini kompensatsiyalaydi. Magnitning shimoliy qutbi uzoqlashtirilganda solenoidda soat strelkasi yo‘nalishidagi tok paydo bo‘ladi. Tashqi maydonda magnit induktsiya oqimi kamaya boradi. Solenoiddagi induktsion tokning magnit maydoni solenoid ichiga qarab yo‘nalgan bo‘ladi va, demak, magnit maydonni kamayishini kompensatsiyalaydi.



11.3-rasm

Ma’lumki o‘zgaruvchan magnit induktsiya oqimi ochiq konturda o‘zgaruvchan E.YU.K. xosil qiladi. EYUK kattaligi bilan magnit induktsiya oqimining o‘zgarish tezligi orasidagi bog‘lanishni energiyaning saqlanish qonuniga asosan aniqlash mumkin.

Agar qo‘zg‘aluvchan AC qismga ega bo‘lgan berk konturga E.YU.K. si ε ga teng bo‘lgan B galvanik element ulangan bo‘lsa (11.3-rasm), bu manbani dt vaqt ichida bajargan ishi

$$A = \varepsilon I dt \tag{11.1}$$

ga teng bo‘ladi.

Agar kontur magnit maydondan tashqarida turgan bo‘lsa, bajarilgan butun ish Joul - Lents issiqligiga sarflanadi

$$A_i = Q = I^2 Rdt \qquad (11.2)$$

Agar kontur bir jinsli magnit maydoniga joylashtirilsa, konturni AC qismiga o‘ng tomonga qarab unga tik yo‘nalgan f kuch ta’sir etadi va uni A′C′ xolatga siljitadi. Bunda bajarilgan mexanik ish

$$A_2 = I \cdot dF \qquad (11.2)'$$

bo‘ladi.

(11.2)′da dF - konturning shtrixlangan ACA′C′ qismi orqali o‘tayotgan magnit induktsiya oqimi, I esa kontur harakat qilgan vaqtda shu konturda oqadigan tokning kuchi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan B galvanik elementni bajargan ishi:

$$A = A_1 + A_2$$

yoki

$$\varepsilon Idt = I^2 Rdt + IdF \qquad (11.3)$$

(11.3) - tenglikni har ikkala tomonini Idt ga bo‘lamiz.

$\varepsilon = IR + dF/dt$ bu tenglikdan

$$I = \frac{\varepsilon - \dfrac{d\Phi}{dt}}{R} \qquad (11.4)$$

(11.4) - tenglikdagi dF/dt ifoda kontur yuzi (shtrixlangan) orqali o‘tuvchi induktsiya oqimining o‘zgarishi tufayli xosil bo‘lgan qo‘shimcha E.YU.K. ni ifodalaydi

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (11.5)$$

(11.5) - munosabat elektromagnit induktsiya qonunini (Faradey qonuni) ifodalaydi. Bu tenglikdagi manfiy ishoraning maonosi quyidagicha: induktsiya oqimining ortishi (dF/dt>0) konturni aylanib chiqishdagi manfiy yo‘nalish bo‘ylab ta’sir etuvchi E.YU.K. ni, induktsiya oqimining kamayishi (dF/dt<0) esa konturni aylanib chiqishdagi musbat yo‘nalish bo‘ylab ta’sir etuvchi E.YU.K. ni hosil qiladi.

Induktsiya E.YU.K. ning SI tizimidagi birligini ko‘raylik:

$$E_i = - dF/dt = Vb/S = Tl \cdot M^2/S,$$

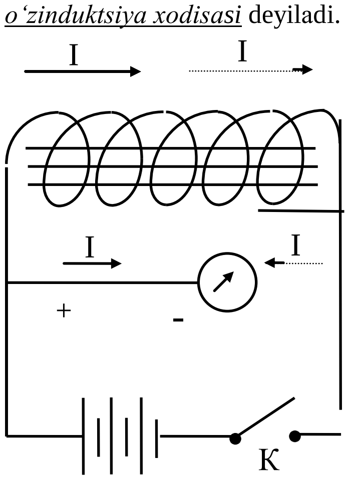
lekin $Tl=N \cdot M/A \cdot M^2 = J/A \cdot M^2=A \cdot VS/A \cdot M^2=V \cdot S/M^2$.

shuning uchun $[E_i] = V \cdot S/M^2 \cdot M^2/S = V$ kelib chiqadi.

Demak, kontur yuzi orqali o‘tuvchi magnit oqim 1 Vb/S tezlik bilan o‘zgarsa, konturda vujudga kelayotgan E.YU.K. 1 V ga teng bo‘ladi.

2. O‘zinduktsiya xodisasi. Induktivlik. O‘zaro induktsiya.

Elektromagnit induktsiya xodisasining asosiy qonuniga asosan, kontur yuzi orqali o‘tayotgan magnit oqimi o‘zgarayotgan barcha xollarda induktsiya E.YU.K. si xosil bo‘ladi. *Shuning uchun konturdan oqayotgan tok kuchining o‘zgarishi natijasida xuddi shu konturning o‘zida induktsion E.YU.K. ni hosil qiladi.* Bu xodisani <u>*o‘zinduktsiya xodisasi*</u> deyiladi.



11.4-rasm

Masalan, konturni (g‘altakni) o‘zgarmas tok manbaiga ulash yoki uzish vaqtida shu konturning o‘zida o‘zinduktsiya xodisasi kuzatiladi (11.4-rasm).

Kalit K ulanganda, g‘altakdan o‘tayotgan tok o‘zining to‘liq qiymatiga birdaniga erishmaydi. Binobarin, g‘altak atrofida xosil bo‘layotgan magnit oqimi ham o‘zining to‘liq qiymatiga birdaniga erishmaydi. Lents qoidasiga binoan, xosil bo‘layotgan induktsion tok induktsiya oqimini hosil qiladi, bu oqim dastlabki magnit oqimini ortishiga qarshilik qiladi. Hosil bo‘lgan induktsion tok ulanayotgan tokka teskari yo‘nalgan bo‘ladi (11.4-rasmda tok yo‘nalishi punktir chiziqli strelka bilan ko‘rsatilgan). Bu tokni ulanish <u>*ekstra*</u> toki deyiladi. Ulanish ekstra toki konturdagi tokni kamaytiradi.

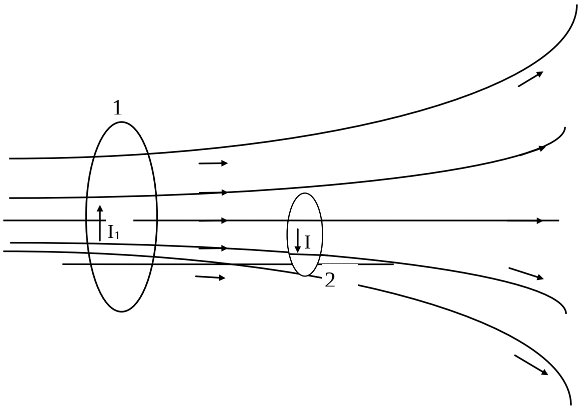
Zanjirni uzganimizda ham shunga o‘xshash xodisa ro‘y beradi. Agar konturda tok kuchi kamayotgan bo‘lsa, konturni yuzi orqali o‘tuvchi magnit induktsiya oqimi ham kamayadi. Bunday holda asosiy tok bilan bir tomonga yo‘nalgan tok induktsiyalanadi. Bu induktsion tok <u>*uzilish ekstratoki*</u> deyiladi. Bu tok asosiy tok bilan bir tomonga yo‘nalgan bo‘ladi.

Konturning kuchli yoki kuchsizroq o‘zinduktsiya xodisasini namoyon qilishi <u>o‘zinduktsiya koeffitsenti</u> deb ataladigan fizik kattalik bilan xarakterlanadi.

Konturdan o‘tayotgan tok tufayli vujudga kelayotgan magnit oqim tok kuchiga proportsional, yaoni:

$$F = LI, \qquad (11.6)$$

bu erda L - konturning induktivligi bo‘lib SI tizimda Genrida o‘lchanadi. [L] = [F/I] = 1Vb/A =1 Gn



11.6-rasm

Demak, *1 Gn shunday elektr zanjirining induktivligiki, zanjirdan 1 A o‘zgarmas tok o‘tkanda vujudga keladigan magnit oqim 1 Vb bo‘ladi.*

<u>O‘zaro induktsiya</u> xodisasi shundan iboratki, biror konturdagi tokning kuchi o‘zgarganda bu tokning o‘zgaruvchan magnit maydoni qo‘shni konturlarda E.YU.K. ni hosil qiladi.

Ikkita (1 va 2) konturlarni olaylik (11.6-rasm).

1-konturdagi tok kuchi I_1 bo‘lsin. Bu tok xosil qilayotgan magnit induktsiya oqimi F tok kuchi I_1 ga proportsional bo‘ladi. F oqimning 2 konturni kesib o‘tayotgan qismini F_{21} bilan belgilasak, u vaqtda

$$F_{21} = L_{21} \cdot I_1 \qquad (11.7)$$

1-konturdagi tok kuchi I_1 o‘zgarsa, F_{21} ham o‘zgarib 2-konturda ε_2 EYUK hosil bo‘ladi. Bu kattalik:

$$\varepsilon_2 = - dF_{21}/dt$$

Agar konturning o‘lchamlari, bir-birlariga nisbatan vaziyatlari o‘zgarmasa, (11.7) - formuladagi L_{21} koeffitsent o‘zgarmas bo‘ladi va

$$dF_{21}/dt = L_{21}\,(dI_1/dt),$$

bo‘ladi

$$\varepsilon_2 = - L_{21}\,(dI_1/dt) \qquad (11.8)$$

(11.8) dagi L_{21} koeffitsent 2 kontur bilan 1 konturning *<u>o‘zaro induktsiya koeffitsenti</u>* deyiladi.

3. Magnit maydon energiyasi.

Tok oqayotgan o‘tkazgichlar atrofida doimo magnit maydon xosil bo‘ladi va tok o‘tishi to‘xtashi bilan magnit maydoni ham yo‘qoladi. Demak, tok energiyasining ma’lum bir qismi o‘tkazgich atrofida magnit maydonni hosil qilishga sarflanadi.

Induktivligi L bo‘lgan konturdan I tok kuchi oqayotgan bo‘lsin. O‘tkazgich atrofidagi oqim tokka proportsional bo‘ladi, yani dF=L · dI. Magnit oqimi dF ga ortishi uchun dA = IdF = LIdI ish bajariladi. U holda F magnit oqimini hosil qilishda bajarilgan ish quyidagicha bo‘ladi:

$$A = \int_0^1 LIdI = L \cdot \frac{I^2}{2}. \qquad (11.9)$$

Kontur bilan bog‘liq bo‘lgan magnit maydonning energiyasi

$$W = L \cdot \frac{I^2}{2}. \qquad (11.10)$$

Solenoid ichida xosil bo‘lgan magnit maydon energiyasi

$$W = \frac{BH}{2} \cdot V, \qquad (11.11)$$

bu erda Sl = V solenoid xajmi. Solenoid xosil qilgan magnit maydon bir jinsli bo‘lib, solenoid o‘rtasida yig‘ilgani uchun maydonning xajmiy zichligi

$$\omega = BH/2 = \frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2 \qquad (11.12)$$

kattalik bilan ifodalanadi.

MA’RUZA. MODDALARNING MAGNIT XUSUSIYATLARI

Reja:

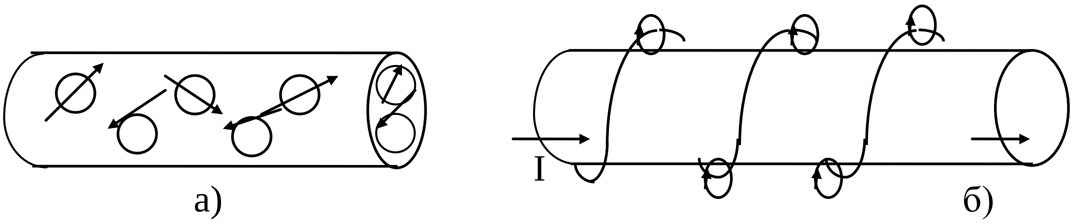
1. Molekulalar, atomlar va elektronlarning magnit momentlari.
2. Diamagnit va paramagnitlar.
3. Ferromagnitlar. Stoletov tajribasi. Magnitlanish egri chizig‘i. Gisterezis xodisasi. Gisterezis xalqasi. Kyuri nuqtasi. Domenlar.

Tayanch so‘z va iboralar: *Amper g‘oyasi, molekulyar toklar, paramagnit va diamagnitlar, molekulyar toklarni mexanik va magnit momentlari, ferromagnitlar, gisterezis, qoldiq magnit induktsiyasi, koertsitiv kuchlar, Kyuri nuqtasi.*

1. Molekulalar, atomlar va elektronlarning magnit momentlari.

Muxitning magnit xususiyatini bilish va uni magnit induktsiyasiga ta'sirini aniqlashda magnit maydonni moddaning atom va molekulalariga ta'sirini o'rganish kerak.

Tajribalar ko'rsatadiki, magnit maydonga joylashtirilgan ba'zi moddalar magnitlanib qolish xususiyatiga ega bo'ladi.



12.1-rasm

Masalan, solenoid ichiga temir o'zak kiritilganda, uning magnitlanib qolishini *Amper g'oyasiga* ko'ra tushinish mumkin.

Magnitlanmagan temirda aylanma "*molekulyar toklar*" fazoda tartibsiz o'rnashgan har xil tekisliklarda aylanadi (12.1-rasm. a qismi). Temir o'zak g'altak ichiga kiritilganda aylanma molekulyar toklarning tekisligi g'altak o'ramlariga parallel bo'lib qoladi (12.1-rasm. b qism). Bu aylanma toklarning magnit maydonlari va solenoid magnit maydoniga qo'shiladi. Shuning uchun temirni magnitlanishi umumiy maydon kuchlanganligini ortiradi.

Amper g'oyasiga ko'ra moddalardagi *mikroskopik toklar* moddadagi molekula va atomlar, elektronlarining harakati tufayli xosil bo'ladi. Sifat jixatdan bu jarayonni quyidagicha tushintirish mumkin:

Berk orbita bo'ylab aylanayotgan elektron berk konturda oqayotgan tokka o'xshaydi. Elektron magnit maydon xosil qiladi va tashqi magnit maydoni unga orientirlovchi ta'sir ko'rsatadi. Elektron r radiusli doiraviy orbita bo'ylab aylansa, harakat miqdorining mexanik momenti

$$P = mvr \tag{12.1}$$

bo'ladi. Shuningdek, harakatdagi elektron tokka o'xshaganligi uchun uning magnit momenti

$$P_m = \frac{1}{2}\vartheta re \tag{12.2}$$

bo'ladi. (12.1) va (12.2) tengliklarni solishtirsak,

$$P_m = \frac{1}{2}\frac{e}{m}P \tag{12.3}$$

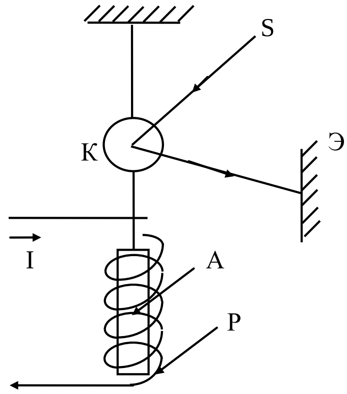
(12.3) - ga ko'ra berk orbita bo'ylab aylanayotgan elektronni mexanik va magnit momentlari bir-biri bilan bevosita bog'langan ekan.

2. Diamagnit va paramagnitlar.

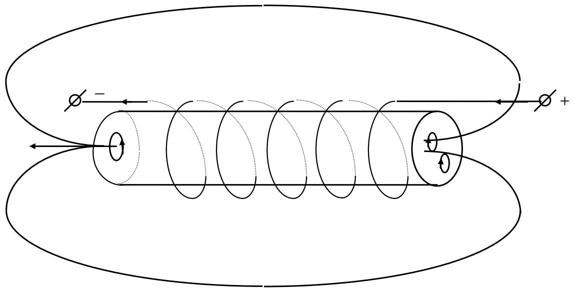
Paramagnit (magnit sindiruvchanligi - $\mu > 1$ bo'lgan, masalan, azot, kislorod, alyuminiy, volfram va x.z.) moddalarda ma'lum mexanik va magnit momentlar bilan bog'liq bo'lgan molekulyar toklar mavjudligini 1915 yilda Eynshteyn bilan De-Gaaz tajriba yo'li bilan tasdiqladilar. Paramagnit moddani tashqi magnit maydoniga kiritib magnitlaganimizda modda molekulalarining magnit momentlari burilib maydon bo'ylab joylashadi. Natijada ularning mexanik momentlarining (P) yo'nalishi ham o'zgaradi, sterjen teskari tomonga yo'nalgan harakat miqdor momenti olishi, yaoni aylana boshlashi kerak.

Tajribada temir sterjen A vertikal turgan solenoid (P) ning o'qi bo'ylab ingichka simga osib qo'yilgan (12.2-rasm). Soleniod P dagi tokning yo'nalishini o'zgartirib A qayta magnitlangan va uning burilishi K - ko'zgudan qaytgan nurga qarab aniqlangan. A ning burilish yo'nalishi elektronni manfiy yo'nalishiga mos kelgan. (12.3)-formuladan foydalanib e/m nisbatini (elektronni solishtirma zaryadi) aniqlash mumkin bo'lgan.

Paramagnit modda ichida *mexanik va magnit* momentlar bilan bog'liq bo'lgan molekulyar toklar bo'lishini A.F. Ioffe va Kapitsa (1917 y.) lar o'z tajribalarida tasdiqlaganlar.



12.2–rasm



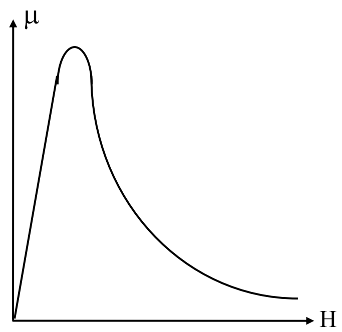
12.3-rasm

Moddalarning ko‘pchiligi <u>*diamagnitlarga*</u> kiradi. Diamagnitlarga, masalan, fosfor, oltingurgut, surma, uglerod singari elementlar, ko‘pchilik metallar (vismut, simob, oltin, kumush, mis va boshqalar), ko‘pchilik kimiyaviy birikmalar (jumladan, suv va barcha organik birikmalar) kiradi. Diamagnit moddalar magnit oqimini kamaytiradi, chunki molekulyar toklarning yo‘nalishi solenoiddagi tok yo‘nalishiga qarama-qarshi yo‘nalgan bo‘ladi (12.3-rasm).

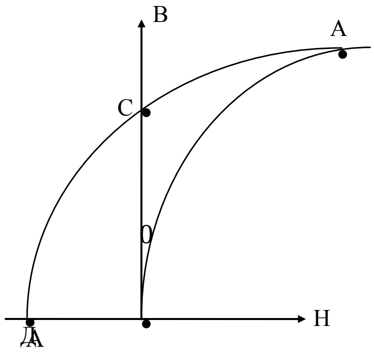
3. Ferromagnitlar. Stoletov tajribasi. Magnitlanish egri chizig‘i. Gisterezis xodisasi. Gisterezis xalqasi. Kyuri nuqtasi. Domenlar.

Kuchli magnitlanish xususiyatiga ega bo‘lgan moddalarga <u>ferromagnitlar</u> deyiladi. Ferromagnitlarga temir, nikel, kobalt, gadoliniy va ularning qotishmalari kiradi. Ferromagnitlarni magnit singdiruvchanligi (μ) magnitlovchi maydonning kuchlanganligiga bog‘lanib o‘zgarishini 1872 yilda Stoletov aniqlangan.

Grafikdan ko‘rinadiki, ferromagnit moddani magnitlovchi maydon kuchlanganligi H ortishi bilan (5.4-rasm) μ tez suroat bilan ortib o‘zining maksimum qiymatiga erishadi. So‘ngra H ortishi bilan μ kamayib, katta H li maydonlarda μ ning qiymatlari nolga intiladi. Ferromagnit moddani magnitlash uchun, shu moddadan yasalgan sterjen g‘altak ichiga kiritilib, g‘altakdan ma’lum tok o‘tkaziladi.



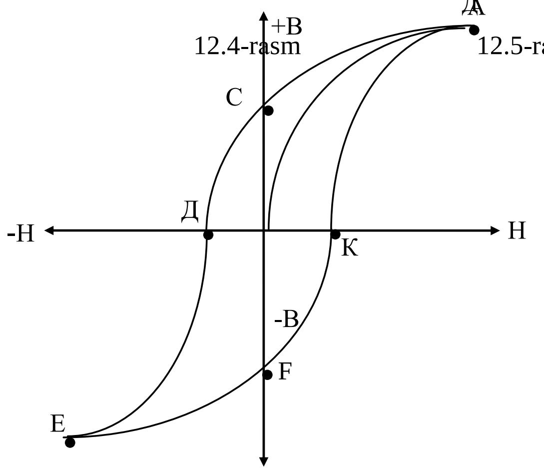
12.4-rasm



12.5-rasm

G‘altakdagi tok kuchi ortganda magnit maydon kuchlanganligi H ga bog‘lanib sterjendagi magnit induktsiyasi V ham orta boradi va A nuqtada B to‘yinish holatiga etadi. (12.5-Rasm). G‘altakdagi tok kamayganda H kamayib sterjendagi B kattaligi ham kamayadi.

Lekin sterjenni magnitsizlanishi magnitlanish yo‘nalishidan emas, balki AC egri chiziq bo‘yicha bo‘ladi. *Bunda, sterjenni magnitsizlanishi g‘altakdagi magnit maydon kuchlanganliklarining kamayishidan orqada qoladi. Bunday xodisaga <u>gisterezis</u> xodisasi deyiladi.* Grafikdan ko‘rinadiki, H=0 da ham sterjenda B nolga teng bo‘lmay balki, OC kesma bilan ifodalangan <u>qoldiq magnit induktsiyasi</u> mavjud bo‘ladi. Sterjenni butunlay magnitsizlanishi uchun g‘altakda teskari yo‘nalishidagi maydon kuchlanganligini xosil qilish kerak. Teskari H ni orttira borib B ni qiymatini nolga tenglashtiriladi. Bu xolat grafikda CD egri chiziq bilan tasvirlangan. Agar moddani qayta magnitlanish tsikli butunlay takrorlansa, magnit induktsiyaning o‘zgarish jarayoni (12.6)-rasmda ko‘rsatilgan berk egri chiziq bo‘ylab taosvirlanadi. Bu egri chiziqqa *<u>gisterezis</u>* xalqasi deyiladi.

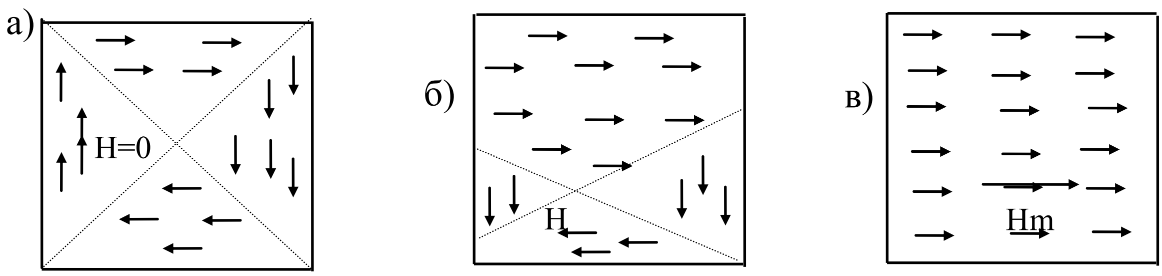


12.6-rasm.

Ferromagnitlarni asosiy xusuiyatlaridan biri H ta’siri to‘xtatilgandan keyin ham magnitlanganicha qolishidir. Bunga sabab ferromagnitlarda o‘z-o‘zidan (spontan) to‘yinishga qadar magnitlangan kichkina soxalar-domenlarni mavjud bo‘lishidir.

Domenlarni o‘lchamlari 10^{-2} - 10^{-4} sm tartibida bo‘lib, ko‘plab milliard atomlarni birlashtiradi. Domenlar H ta’sirida bo‘lmaganda xar xil orientirlangan bo‘ladi (12.7-rasm).

Tashqi H bo‘lganda domenlar orientirlanaboshlaydi (b) va etarli kuchli H_m maydonda barcha domenlar maydon yo‘nalishida burilib, to‘yinishga qadar magnitlanadi (в). Magnitlovchi maydon ta’siri to‘xtagandan keyin



12.7-rasm.

to‘yinishga qadar magnitlangan domenlar ma’lum darajada tartibli joylashganicha qoladi. Domenlarni tartibsizlanishiga <u>*Koertsitiv kuchlar*</u> xalaqit beradi. Bu kuchni engish uchun Ferromagnitga teskari yo‘nalgan H bilan ta’sir qilish yoki uni qizdirish, yoxud silkitish kerak. Har bir ferromagnit uchun <u>*Kyuri*</u> nuqtasi deb ataluvchi aniq θ temperatura mavjud bo‘lib, shu temperaturada modda o‘zining magnit xossalarini yo‘qotadi. Masalan, temir uchun θ = 770^0S, Nikel uchun θ=360^0S. Kyuri nuqtasidan yuqori temperaturalarda ferromagnit μ>1 bo‘lgan oddiy paramagnit moddaga aylanadi. Ferromagnit moddalardan magnit ekranlar, magnit lentalar, elektromagnit o‘zaklari tayyorlashda foydalaniladi.

- MARUZA . MAKSVELL TENGLAMALARI

Reja:

1. Elektromagnit induktsiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.
2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko‘rinishi.
3. Elektromagnit to‘lqinlarning tarqalish tezligi. Elektromagnit to‘lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi.
4. Maksvell tenglamalarining Lorentts almashtirishlariga nisbatan invariantligi.

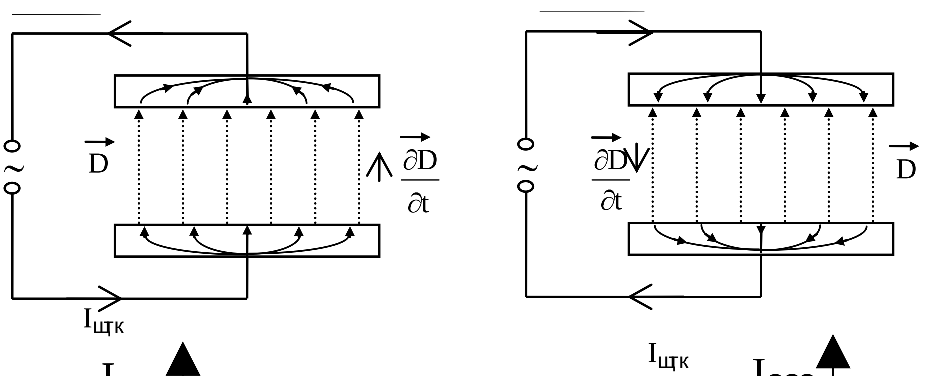
Tayanch so‘z va iboralar: m*agnitoelektrik induktsiya, elektromagnit induktsiya, siljish toki, zaryadlarning sirt zichligi, o‘tkazuvchanlik toki va zichligi, elektr induktsiya vektori, induktsion E.YU.K., uyurmaviy elektr maydon, uyurmaviy tok (Fuko toklari), Maksvell nazariyasi, to‘liq tok zichligi, elektromagnit to‘lqin tenglamasi, energiya zichligi, energiya oqimi zichligi, Umov-Poynting vektori, Lorens almashtirishlari, maxsus nisbiylik nazariyasi, inertsial sanoq sistemasi, elektromagnit maydon invariantlari.*

1. Elektromagnit induktsiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.

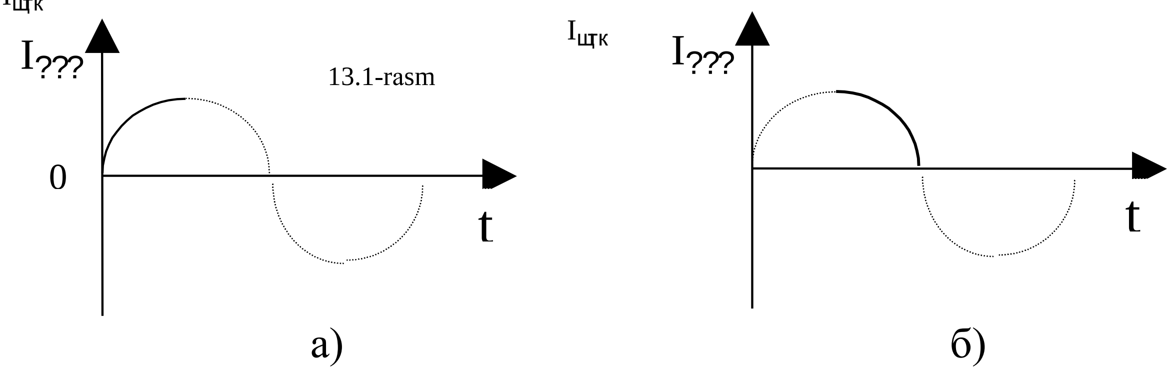
Magnitoelektr induktsiya elektromagnit induktsiyasiga teskari bo‘lgan hodisa bo‘lib, uni 1863 yilda Maksvell o‘z gipotezasi orqali bayon qildi. Elektr maydonning o‘zgarishi va bu o‘zgarish tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bog‘lanishni topish uchun Maksvell *siljish toki* deb ataladigan tushunchani kiritdi. Bu tushunchani quyidagi tajriba jarayonida o‘rganamiz (13.1-rasm).

Kondensatorli zanjirdan kvazistatsionar o‘zgaruvchan tok oqqanda kondensator plastinkalarini birlashtiruvchi o‘tkazgichlar orqali zaryad o‘tadi, lekin plastinkalar oralig‘idagi dielektrikdan o‘tmaydi. Natijada o‘zgaruvchan tokning zanjir bo‘ylab oqishi kondensatorning zaryadlanishi (13.1a-rasm) va razryadlanishidan iborat bo‘ladi (13.1b-rasm).

Shunday qilib, o‘tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalarining bir-biriga qaragan sirtlarida uzilib qoladi. Maksvell bu fikrga qarama-qarshi bo‘lgan g‘oyani ilgari surdi. Uning fikricha har qanday o‘zgaruvchan tok zanjirlari ham berk bo‘ladi. Faqat zanjirning o‘tkazgich bo‘lmagan qismlarida, yaoni kondensator plastinkalari oralig‘ida "*siljish toki*" deb ataladigan tok oqadi. Uni quyidagicha tushunamiz. Zanjirdan o‘tayotgan tokning oniy qiymati I bo‘lsin. SHu momentda kondensator plastinkalaridagi zaryad miqdori q deb, ularning sirt zichligini esa $\sigma = \dfrac{q}{S}$ deb belgilaylik. U holda kondensator plastinkalari ichidagi o‘tkazuvchanlik toki zichligining qiymati $j_{ùòê}$=



13.1-rasm



13.2-rasm

$$\frac{J}{S} = \frac{dq}{dt} \cdot \frac{1}{S} = \frac{d}{dt}\left(\frac{q}{S}\right) = \frac{d\sigma}{dt} \qquad . \tag{13.1}$$

Shu momentda plastinkalar oralig‘idagi elektr maydon kuchlanganligining qiymati $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$ ga teng. Maydonning elektr induktsiyasi esa

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon E = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \sigma \quad . \tag{13.2}$$

Vaqt o‘tishi bilan plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi o‘zgaradi. Bu esa elektr maydon induktsiyasi qiymatining o‘zgarishiga sabab bo‘ladi.

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{d\sigma}{dt} \tag{13.3}$$

Kondensator zaryadlanayotgan vaqtda (13.1a-rasm) plastinkalar oralig‘idagi elektr maydon kuchayib boradi. Bu vaqtda $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektor $\vec{D}$ vektorga parallel bo‘lib, uning yo‘nalishi zanjirdagi o‘tkazuvchanlik tokining yo‘nalishi bilan bir xil. Aksincha, razryadlanganda (13.1b-rasm) elektr maydon susayib boradi. Bu holda elektr induktsiya vektorining o‘zgarish tezligini ifodalovchi $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektor $\vec{D}$ ga antiparallel. Lekin $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektorning yo‘nalishi o‘tkazuvchanlik tokining yo‘nalishi bilan bir xil. Demak, hamma vaqt $\frac{d\vec{D}}{dt}$ ning yo‘nalishi o‘tkazuvchanlik tokining yo‘nalishi bilan bir xil bo‘ladi. (13.1) va (13.3) ifodalarni solishtirish esa $\frac{d\vec{D}}{dt}$ ning va o‘tkazuvchanlik toki zichligining qiymatlari o‘zaro tengligini ko‘rsatadi. $\frac{dD}{dt}$ ning birligi

$$\left[\frac{dD}{dt}\right] = \frac{K‘}{\text{М}^2}\frac{1}{C} = \frac{A}{M^2}$$

Demak, $\frac{dD}{dt}$ ham tok zichligining o‘lchov birligida o‘lchanadi. $\frac{dD}{dt}$ kattalik, Maksvell gipotezasiga asosan *siljish tokining zichligidir*:

$$\vec{j}_{-ЦЦ} = \frac{d\vec{D}}{dt} \tag{13.4}$$

Shunday qilib, o‘zgaruvchan tok zanjirida o‘tkazgichlardagi o‘tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oralig‘idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi. Siljish toki ham, xuddi o‘tkazuvchanlik tokiga o‘xshash fazoda uyurmaviy magnit maydonni vujudga keltiradi. Qo‘zg‘almas kontur bilan chegaralangan yuz orqali o‘tuvchi magnit maydonning o‘zgarishi magnit induktsiya vektoridan vaqt bo‘yicha olingan hosila $\frac{d\vec{B}}{dt}$ orqali harakterlanadi. Konturda vujudga kelayotgan induktsion elektr yurituvchi kuch ham $\frac{d\vec{B}}{dt}$ orqali ifodalanishi mumkin. Kontur yuzi S dan o‘tuvchi F magnit oqimi magnit maydon induktsiyasi V orqali

$$\text{F} = \int_S B_n dS$$

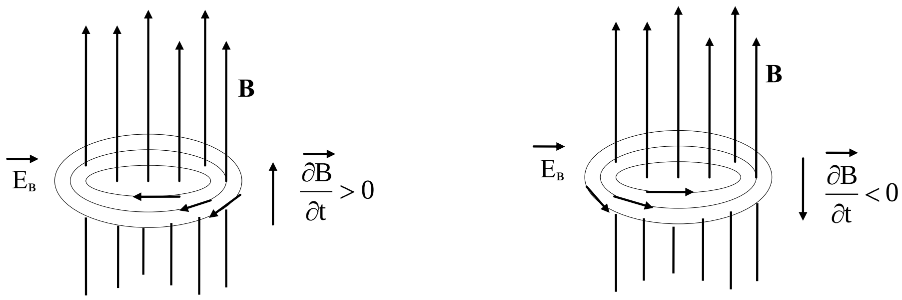
shaklda ifodalanishidan foydalanib induktsion elektr yurituvchi kuchning ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$\varepsilon_{ind} = \boxed{} \tag{13.5}$$

Magnit maydonning o‘zgarishi natijasida fazoda induktsion elektr maydon vujudga keladi va u o‘tkazgichdagi erkin elektronlarni tartibli harakatga keltiradi, degan hulosaga kelamiz. Bu maydon kuchlanganlik vektori $\vec{E}_B$ ning berk kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi shu konturda vujudga kelayotgan induktsion elektr yurituvchi kuchiga teng:

$$\varepsilon_{ind}=\oint \vec{E}_B \, d\vec{l} \qquad (13.6)$$

Bu ifoda o‘zgaruvchan magnit maydon tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning kuchlanganlik chiziqlari qo‘zg‘almas zaryad elektr maydonining kuchlanganlik chiziqlaridan farqli ravishda, berk ekanligidan dalolat beradi. Boshqacha aytganda, induktsion elektr maydon, xuddi magnit maydon singari uyurmaviy xarakterga ega bo‘ladi. $\vec{E}_B$ chiziqlari $\frac{d\vec{B}}{dt}$ bilan chap vint qoidasi asosida bog‘langan (13.2-rasm). Shuning uchun odatda bu maydonni *uyurmaviy elektr maydon* deyiladi. Uyurmaviy elektr maydon fazoning o‘rganilayotgan qismida kontur bo‘lishi yoki bo‘lmasligidan qatoiy nazar vujudga kelaveradi. Lekin bu maydonni hosil bo‘lishi uchun o‘zgaruvchan magnit maydon bo‘lishi shart. (13.5) va (13.6) ni taqqoslash natijasida:



13.2-rasm

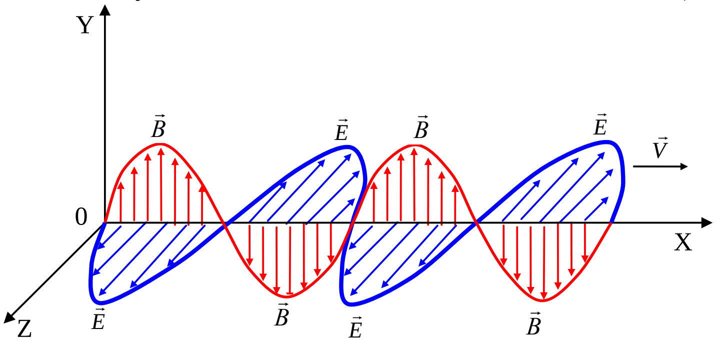
$$\oint \vec{E}_B \, d\vec{l} = -\int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_n dS \qquad (13.7)$$

ni hosil qilamiz.

Shunday qilib, o‘zgaruvchan magnit maydoni tufayli vujudga kelgan uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligining ixtiyoriy berk kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi magnit induktsiya vektorining vaqt davomida o‘zgarishini xarakterlovchi $\frac{d\vec{B}}{dt}$ vektorni shu kontur chegaralagan ixtiyoriy sirt orqali oqimining teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng bo‘ladi. Fazoning uyurmaviy elektr maydon mavjud bo‘lgan qismiga yaxlit o‘tkazgich parchasi joylashtirilsa ham *uyurmaviy toklar* paydo bo‘ladi. Bunday uyurmaviy toklar *Fuko toklari* deyiladi.

3. Elektromagnit to‘lqinlarning tarqalish tezligi. Elektromagnit to‘lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi.

Maksvell tenglamalari Nyuton mexanikasining qonunlari, termodinamika bosh qonunlari kabi katta ahamiyatga ega bo‘lgan tabiat qonunlaridir. Maksvell nazariyasining eng muxim natijalaridan biri elektromagnit to‘lqinlarining ko‘ndalang to‘lqinlar ekanligidir. $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlar o‘zaro perpendikulyar bo‘lib, ular to‘lqinning tarqalish tezligi $\vec{V}$ ga perpendikulyar tekislikda yotadi. Elektromagnit to‘lqinni ikki o‘zaro perpendikulyar tekisliklarda yotuvchi sinusoidalar shaklida tasvirlash mumkin (13.3-rasm).



13-3 - rasm

Sinusoidalardan biri elektr maydon kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ ning, ikkinchisi esa magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ ning tebranishlarini ifodalaydi. Elektromagnit to‘lqin chastotasi aynan bir xil saqlansa (ω=const), uni monoxromatik elektromagnit to‘lqin deyiladi. OX o‘q yo‘nalishida tarqalayotgan ω chastotali elektromagnit to‘lqin quyidagicha yoziladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \sin(\omega t - kx + \varphi_0), \qquad (13.23)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m \sin(\omega t - kx + \varphi_0). \qquad (13.24)$$

Bunda $\vec{E}_m$ va $\vec{H}_m$- mos ravishda $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlarning amplituda qiymatlari, $k=\omega/V=2\pi/\lambda$ -to‘lqin soni, φ_0 - koordinatasi x=0 nuqtadagi tebranishlarning boshlang‘ich fazasi.

Elektromagnit to‘lqinning differentsial tenglamasi quydagicha bo‘ladi:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{V^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \qquad (13.25)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial z^2}=\frac{1}{V^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \qquad (13.26)$$

Bunda V - elektromagnit to‘lqinning fazaviy tezligi.

Maksvell nazariyasiga asosan, elektromagnit to‘lqinning biror muxitda tarqalish tezligi shu muxitning elektr va magnit xususiyatlariga bog‘lik bo‘lib, uning qiymati:

$$V=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\sqrt{\mu\varepsilon}}. \qquad (13.27)$$

Vakuumda muxitning magnit singdiruvchanligi μ va dielektrik singdiruvchanligi ε birga teng va elektromagnit to‘lqinlarning maksimal tarqalish tezligi:

$$C=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}\approx 3\cdot 10^8 \text{ m/s}. \qquad (13.28)$$

Bundan foydalanib (34)ni quyidagicha yozamiz:

$$V=\frac{C}{\sqrt{\mu\varepsilon}}=\frac{C}{n}. \qquad (13.29)$$

Demak, elektromagnit to‘lqinning muxitda tarqalishi tezligi vakuumdagi tezlikdan $n=\sqrt{\mu\varepsilon}$ marta kichik (n - muhitning sindirish ko‘rsatkichi). Birlik hajmdagi elektromagnit maydon energiyasi W, elektr maydon energiyasining zichligi W_e va magnit maydon energiyasining zichligi W_m yig‘indisidan iborat:

$$W=We+W_M=\varepsilon_0\varepsilon E^2/2+\mu_0\mu H^2/2, \qquad (13.30)$$

bunda $W_e=W_m$ ekanligidan (31.30) ni quyidagicha yozamiz:

$$W=2We=2W_M=\varepsilon_0\varepsilon E^2=\mu_0\mu H^2 . \qquad (13.31)$$

Bundan $\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}E=\sqrt{\mu_0\mu}H$ degan xulosaga kelamiz. Bu esa (13.31) ifodani

$$W=\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu}EH \qquad (13.32)$$

ko‘rinishida yozishga imkon beradi.

Agar (13.27) va (13.32) larni hadlab ko‘paytirsak, birlik vaqtda birlik yuz orqali ko‘chirilayotgan energiya oqimining zichligini

$$S = W\cdot V = E\cdot N \qquad (13.33)$$

ko‘rinishda ifodalaymiz. Bu ifodani vektor ko‘rinishida quyidagicha yozsa bo‘ladi:

$$\vec{S}=[\vec{E}\ \vec{H}] \qquad (13.34)$$

Odatda S vektorni *Umov-Poynting vektori* deb ataladi.

MA’RUZA. GARMONIK TEBRANISHLAR

Reja:

1. Tebranishlar haqida umumiy maolumot. Turli fizikaviy tabiatga ega bo‘lgan tebranishlarga umumiy munosabat. Garmonik tebranishlar amplitudasi, tsiklik chastotasi va fazasi. Vektorlar diagrammasi.
2. Mexanik va elektromagnit garmonik tebranishlar tenglamasi. Ularning echimi va talqini. Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shakli.
3. Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi. Prujinali tebrangich, tebranish konturi. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi.
4. Elektr tebranishlari.

Tayanch so‘z va iboralar: *tebranma harakat, garmonik tebranish, tebranish amplitudasi, chastotasi, fazasi, davri; vektorlar diagrammasi, tebranishlarni qo‘shish, tebranish tenglamasi, garmonik tebranish energiyasi, tebranish konturi, elektromagnit tebranishlar, Tomson formulasi.*

1.Tebranishlar haqida umumiy ma’lumot. Turli fizikaviy tabiatga ega bo‘lgan tebranishlarga umumiy munosabat. Garmonik tebranishlar amplitudasi, tsiklik chastotasi va fazasi. Vektorlar diagrammasi.

Tabiat xodisalari orasida davriy jarayonlarni uchratib turamiz. Masalan: kun bilan tunning almashishi, sayyoralarning Quyosh va o‘z o‘qi atrofida aylanishi, soat mayatnigining harakati, ichki yonish dvigatel tsilindrida porshenning harakati, dutor, rubob kabi musiqa asboblari torlarining tebranishi va shunga o‘xshashlar davriy jarayonlarga misol bo‘ladi.

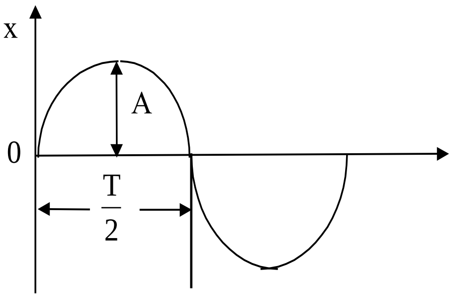
Jismning muvozanat vaziyatidan goh bir tomonga, goh qarama-qarshi tomonga harakatlanishidan iborat davriy ravishda takrorlanadigan jarayonni *tebranma harakat* deyiladi. Jismning harakat traektoriyasini vaqt bo‘yicha o‘zgarishi sinus yoki kosinuslar qonuni bo‘yicha o‘zgaradigan tebranishlarga *garmonik tebranishlar* deyiladi:

$$X=A\sin(\omega t+\alpha)$$

yoki

$$X=A\cos(\omega t+\alpha) \qquad (14.1)$$

Bunda X-jismning muvozanat xolatidan siljishi, A-jismning muvozanat xolatidan maksimal siljishi bo‘lib, *uni tebranish amplitudasi* deyiladi. Sinus yoki kosinusning eng katta qiymati birga tengligi uchun $X_{max}=A$ bo‘ladi; $(\omega t+\alpha)$-*garmonik tebranishning fazasi*, α-tebranishning *boshlangich fazasi* deyiladi. $\omega=\frac{2\pi}{T}$-berilgan tebranish uchun doimiy bo‘lib, garmonik tebranishning *siklik yoki doiraviy chastotasi* deyiladi. 14.1-rasmda (14.1) tenglama bilan ifodalangan garmonik tebranish grafigi ko‘rsatilgan (α=0).



14.1-rasm

Jismning bitta to‘liq tebranishi amalga oshishi uchun ketgan vaqt *DAVR* (T) deyiladi. Agar t vaqtda jism n marta tebrangan bo‘lsa, uning davri

$$T=\frac{t}{n}, \ (c) \qquad (14.2)$$

ga teng bo‘ladi. Birlik vaqt davomidagi tebranishlar soni chastota deyiladi:

$$\nu=\frac{1}{T}, \ (\frac{1}{c}=1Hz). \qquad (14.3)$$

Siklik va chiziqli chastotalar orasida quyidagicha bog‘lanish bor:

$$\omega=2\pi\nu, \qquad (14.4)$$

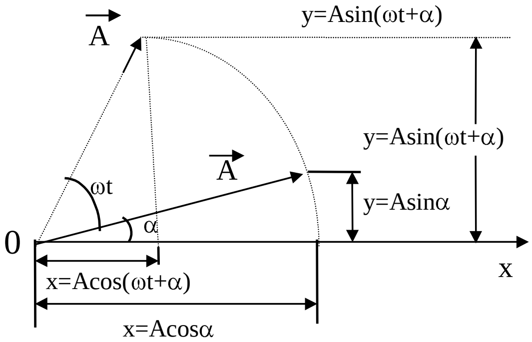
bunda ω - 2π sekund ichida to‘la tebranishlar sonini ifodalaydi.

Garmonik tebranishlarni qo‘shishda *amplitudalarning vektorlar diagrammasi* (amplitudalarning vektor qo‘shilishi)dan foydalanamiz. Amplitudaning abstsissa o‘qiga proektsiyasi (amplitudaning harakat grafigi) kosinusoidal, ordinata o‘qiga proektsiyasi esa sinusoidal bo‘lishini ko‘rsatadi. Masalan, A amplitudaning tekislikdagi dekart koordinatalar sistemasida qarab chiqamiz (14.2-rasm). U vaqtda A amplitudaning proektsiyalari quyidagicha bo‘ladi:

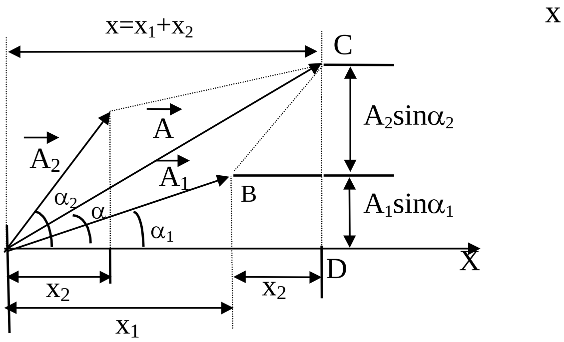
t=0, $X=A\cos\alpha$

$t\neq 0$ da $X=A\cos(\omega t+\alpha)$

$U=A\sin\alpha$, $U=A\sin(\omega t+\alpha)$



14.2-rasm



14.3-rasm

Quyidagi bir to‘g‘ri chiziq bo‘yicha yo‘nalgan boshlang‘ich faza va amplitudasi bilan farqlanuvchi bir xil davrli ikkita garmonik *tebranishlarning qo‘shilishini* qarab chiqaylik:

$$X_1=A_1\cos(\omega t+\alpha_1),$$

$$X_2=A_2\cos(\omega t+\alpha_2). \qquad (14.5)$$

Kuzatilayotgan jism bir vaqtning o‘zida ikkita garmonik tebranishda qatnashadi, shuning uchun uning siljishi har bir tebranishdagi siljishlarning algebraik yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$X=X_1+X_2=A_1\cos(\omega t+\alpha_1)+A_2\cos(\omega t+\alpha_2). \qquad (14.6)$$

Qo‘shishda amplituda vektorlari diagrammasidan foydalanamiz. Amplituda vektorlari orasidagi burchak boshlang‘ich fazalar ayirmasiga teng bo‘lib, vaqt o‘tishi bilan ular orasidagi burchak o‘zgarmasdan, bir xil doiraviy chastota bilan aylanma harakat qiladi. $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ larni vektorlarni qo‘shish qoidasiga asosan qo‘shsak (15.3-rasm), ularning natijaviy qiymatlari qo‘shiluvchi garmonik tebranishlarning qo‘shilishidan hosil bo‘lgan tebranishning amplitudasini ifodalab ular bilan bir davrli bo‘ladi:

$$\vec{A}=\vec{A}_1+\vec{A}_2. \qquad (14.7)$$

$\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlarning X o‘qiga olingan proektsiyalarini qo‘shsak $\vec{A}_1$ vektorning X o‘qiga olingan proektsiyasiga teng bo‘ladi:

$$X=X_1+X_2=A\cos(\omega t+\alpha). \qquad (14.8)$$

OVS o‘tmas burchakli uchburchakdan kosinuslar teoremasiga asosan

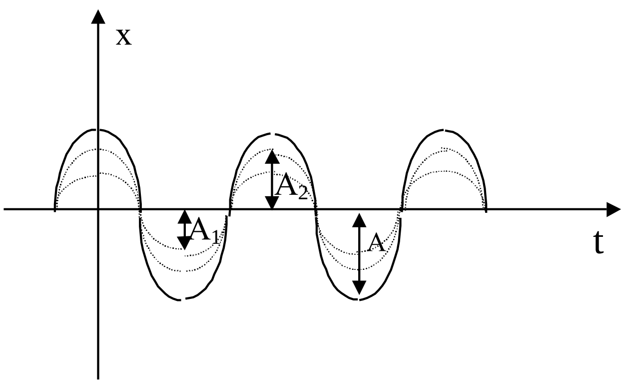
$$A^2=A_1^2+2A_1A_2\cos(\alpha_2-\alpha_1)+A_2^2. \qquad (14.9)$$

SOD uchburchakdan natijaviy tebranishning boshlang‘ich fazasini aniqlaymiz:

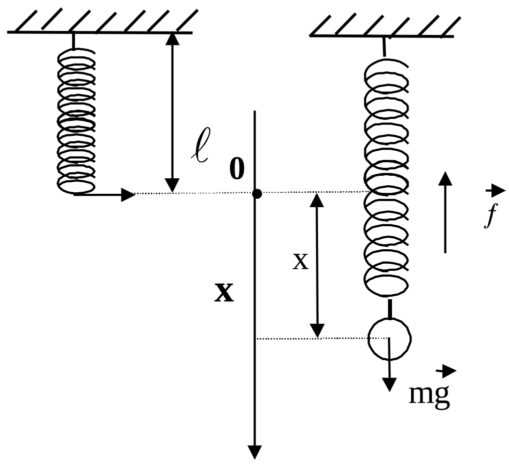
$$tg\alpha=\frac{CD}{OD}=\frac{A_1\sin\alpha_1+A_2\sin\alpha_2}{A_1\cos\alpha_1+A_2\cos\alpha_2}. \qquad (14.10)$$

Demak, bir to‘g‘ri chiziq bo‘yicha tebranuvchi bir xil davrli ikki garmonik tebranishning qo‘shilishidan xosil bo‘lgan tebranish shu to‘g‘ri chiziq bo‘yicha qo‘shiluvchi tebranishlarning davriga teng davr bilan harakatlanuvchi garmonik tebranish bo‘lar ekan. Uning siljish tenglamasi (14.8), ampilituda va boshlang‘ich fazasi mos ravishda (14.9) va (14.10) tenglamalar orqali ifodalanadi. Bunday tebranishlarni grafik tasviri 14.4-rasmda ko‘rsatilgan tutash chiziqdan iborat bo‘ladi. Punktir chiziqlar bilan qo‘shiluvchi garmonik tebranishlar ifodalangan.

Biz yuqorida ko‘rib o‘tgan (14.1) ifoda mexanik garmonik tebranish tenglamasi deyiladi. Mexanik garmonik tebranma harakatni elastik prujinada ham hosil qilish mumkin.



14.4-rasm.



14.5-rasm

Prujinaga osilgan sharchaga tashqi kuch bilan ta’sir etsak, prujina cho‘ziladi (14.5-rasm), u xolda elastiklik kuchini

$$f=-kx \qquad (14.11)$$

ko‘rinishda yozamiz. Bu erda f-elastiklik kuchi, x-siljish, k-elastiklik koeffitsienti, minus ishorasi siljish bilan elastiklik kuchi yo‘nalish jihatdan qarama-qarshi ekanligini ko‘rsatadi. Agar sharcha muvozanat holatdan pastga qarab og‘sa ($x>0$), kuch yuqoriga qarab yo‘naladi ($f<0$). Agar sharcha muvozanat holatdan yuqoriga qarab harakatlansa ($x<0$), kuch pastga qarab yo‘naladi ($f>0$). Shunday qilib f kuch sharchaning muvozanat holatdan siljishga proportsional va doimo muvozanat holatiga qarab yo‘nalgan. U holda garmonik tebranma xarakat tenglamasi:

$$X=A\sin(\omega t+\alpha). \qquad (14.12)$$

Ma'lumki to'la tebranish davri $T=\frac{2\pi}{\omega}$, ω - tsiklik yoki doiraviy chastota. Tebranish chastotasi $\nu=\frac{1}{T}$ yoki $\nu=\frac{\omega}{2\pi}$ larni xisobga olib (14.12) ni quyidagicha yozamiz:

$$X = A\sin(\frac{2\pi}{T}t+\alpha) \tag{14.13}$$

yoki

$$X=A\sin(2\pi\nu\cdot t+\alpha). \tag{14.14}$$

2. Mexanik va elektromagnit garmonik tebranishlar tenglamasi. Ularning echimi va talqini. Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shakli.

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan kuch F=ma ifodasini (14.11) bilan taqqoslasak; ma=-kx; $a=\frac{d^2x}{dt^2}$ bo'lgani uchun $m\frac{d^2x}{dt^2}=-kx$ yoki

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+kx=0. \tag{14.15}$$

(14.15) *garmonik harakatning differentsial tenglamasidir*. (14.15) ning echimi (14.13) ifoda ko'rinishida bo'ladi.

Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shaklini bayon qilamiz. Matematikada kompleks sonlar nazariyasidan ξ (kcu) kompleks son quyidagicha yozilishi ma'lum:

$$\xi=Ae^{i\varphi}=A(\cos\varphi+i\sin\varphi) \tag{14.16}$$

bunda A va φ - haqiqiy sonlar, e-natural logarifm asosi, $i=\sqrt{-1}$.
Bu sonning haqiqiy kismi $A\cos\varphi$, mavhum qismi esa $A\sin\varphi$ ga teng. Kompleks sonlardan foydalanish trigonometrik funktsiyalar ustida matematik amallarni bajarishni engillashtiradi. Buni quyidagi misolda ko'ramiz:

$$X=A\cos(\omega t+\alpha) \tag{14.17}$$

Tebranma harakatni qo'shishda ko'pincha, masala ampilituda kvadratini xisoblashga keltiriladi. Buning uchun (14.17) ning haqiqiy qismini mavhum qismidan ajratish shart bo'lmay, balki $\xi\xi^*$ ko'paytmani xisoblash etarlidir. Bunda ξ^* berilgan ξ ga kompleks qo'shma sondir. U vaqtda:

$$\xi=Ae^{i(\omega t+\alpha)},\ \xi^*=Ae^{-i(\omega t+\alpha)}, \tag{15.18}$$

$$\xi\xi^*=Ae^{i(\omega t+\alpha)}*Ae^{-i(\omega t+\alpha)}=A^2 \tag{15.19}$$

Endi bir yo'nalishdagi garmonik tebranishlarniing qo'shilishini qarab chiqaylik;

va $X_2=A_2e^{i(\omega t+\alpha_2)}$ ning natijaviysi:

$$X=X_1+X_2=A_1e^{i(\omega t+\alpha_1)}+$$

Amplituda qiymatini aniqlash uchun o'ng tomonni o'ziga qo'shma bo'lgan kompleks songa ko'paytiramiz:

$$A^2=\left[A_1e^{i(\omega t+\alpha_1)}+A_2e^{i(\omega t+\alpha_2)}\right]\left[A_1e^{-i(\omega t+\alpha_1)}+A_2e^{-i(\omega t+\alpha_2)}\right]$$

qavsni ochib chiqsak

$$A^2=A_1^2+A_2^2+A_1A_2\left[e^{i(\alpha_2-\alpha_1)}+e^{-i(\alpha_2-\alpha_1)}\right] \tag{14.20}$$

(14.16) ni xisobga olsak

$$e^{i(\alpha_2-\alpha_1)}+e^{-i(\alpha_2-\alpha_1)}=2\cos(\alpha_2-\alpha_1)$$

va buni ham eotiborga olsak, (15.20) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$A^2 = A_1^2 + 2A_1A_2\cos(\alpha_2 - \alpha_1) + A_2^2 \qquad (14.21)$$

Amplitudaniing vektorlar diagrammasidan foydalanib keltirib chiqarilgan (14.9) formulaning o‘zginasidir.

3.Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi. Prujinali tebrangich, tebranish konturi. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi.

Massasi m bo‘lgan moddiy nuqtaning *garmonik tebranish energiyasini* xisoblaylik. Huqta doimo tebranib turganligi uchun uning tezligi, kinetik va potentsial energiyasi o‘zgaruvchan bo‘ladi. Moddiy nuqtaning potentsial energiyasi nuqtaning muvozanat xolatidan dx masofaga siljituvchi kuchning bajargan ishi bilan aniqlanadi:

$$W_\Pi = \int_0^x f dx \cdot$$

Bu erda f=-kx bo‘lgani uchun

$$W_\Pi = -\int_0^x f dx = \frac{kx^2}{2} \qquad (14.22)$$

Garmonik tebranma harakat uchun $a=-\omega^2 x$ bo‘lgani uchun Hyutoning ikkinchi qonuniga ko‘ra:

$$f=-\omega^2 mx$$

uni f=-kx bilan taqqoslasak,

$$k=\omega^2 m \qquad (14.23)$$

$X=A\sin(\omega t+\alpha)$ bo‘lgani uchun (14.23) ni (14.22) ga qo‘yib, potentsial energiya tenglamasini hosil qilamiz:

$$W_p=1/2m\omega^2A^2\sin^2(\omega t+\alpha) \qquad (14.24)$$

Moddiy nuqtaning tebranish tezligi

$$\vartheta^2 = \omega^2A^2\cos^2(\omega t+\alpha),$$

uning kinetik energiyasi esa

$$W_k = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{1}{2} m\omega^2A^2\cos^2(\omega t+\alpha) \qquad (14.25)$$

Nuqta garmonik tebranishining to‘liq energiyasi:

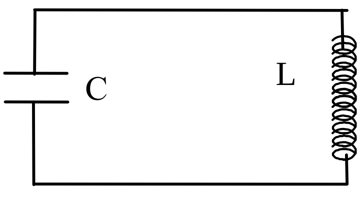
$$W=W_p+W_k=\frac{m\omega^2A^2}{2}=\text{const} \qquad (14.26)$$

Demak, garmonik tebranma xarakat qiluvchi jismning to‘liq energiyasi tebranish amplitudasi kvadratiga to‘g‘ri proportsional bo‘lib, tebranish protsessi davomida o‘zgarmaydi. Lekin uning energisi tebranish davomida kinetik energiyadan potentsial energiyaga aylanadi va aksincha.

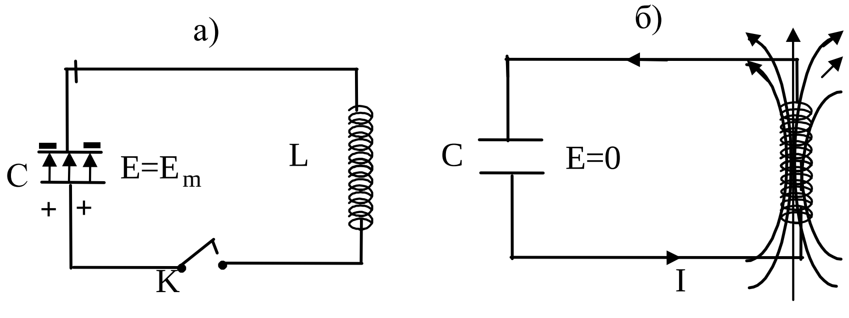
4. Elektr tebranishlari.

Elektromagnit tebranish konturi deb L induktiv g‘altak va S sig‘imli kondensatordan tuzilgan berk zanjirga aytiladi. (14.6-rasm).

Konturda elektr tebranishlar xosil qilish uchun dastlab kondensatorni zaryadlaymiz (14.7a-rasm), kondensatordagi zaryadlar g‘altak tomonga oqib, kondensator zaryadsizlanadi va tok o‘tib magnit maydon (va o‘zinduktsiya toki) xosil bo‘ladi. Kondensator zaryadsizlangan sari uning elektr maydoni zaiflashadi, g‘altakning magniit maydoni kuchayadi. Kondensator to‘liq zaryadsizlanganda g‘altakdagi tok maksimal bo‘ladi. Vaqt o‘tishi bilan o‘zinduktsiya xodisasiga asosan g‘altakning magnit maydoni zaiflashib kondensator qayta zaryadlanadi. Kondensator qayta zaryadlanganda undagi elektr maydon kuchlanganligi maksimal qiymatga erishadi, birok uning yo‘nalishi qarama-qarshi bo‘ladi. So‘ngra kondesatorning qarama-qarshi yo‘nalishida zaryadsizlanishi boshlanadi. Shunday qilib konturda maolum T davrga ega bo‘lgan



14.6-rasm



14.7-rasm

elektromagnit tebranish xosil bo‘ladi, davrining birinchi yarmida tok bir yo‘nalishda, davrining ikkinchi yarmida esa qarama-qarshi yo‘nalishda oqadi.

Konturdagi elektromagnit tebranishlar vaqtida kondesatorning elektr maydon energiyasi g‘altakning magnit maydon energiyasiga va aksincha davriy ravishda o‘zaro o‘zgarib turadi. Agar konturda energiya isrofi bo‘lmaganda edi, elektr va magnit tebranishlar garmonik konunga asosan so‘nmas tebranishlar bo‘lib, matematik ifodasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\left.\begin{aligned} E &= E_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_1) \\ H &= H_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_2) \end{aligned}\right\} \qquad (14.27)$$

bunda, Eo, No-mos ravishda $\vec{E},\vec{H}$ - tebranish vektorlarining ampilitudalari, φ_1, φ_2 -tebranishlarning boshlang‘ich fazalari. Agar tebranish konturida aktiv qarshilik R=0 bo‘lsa, konturning tebranish davri Tomson formulasi bilan aniqlanadi:

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \qquad (14.28)$$

Elektromagnit tebranishlarni uzluksiz hosil qilish uchun kondensatorni biror moslama bilan zaryadlab turish zarur. Bunday moslama sifatida 1886 yilda Gerts induktsiya g‘altagidan foydalandi.

Hozirda esa so‘nmas elektromagnit tebranishlarni hosil qilish uchun elektron-lampa va yarim o‘tkazgichli tranzistorlardan foydalaniladi.

MA’RUZA. SO‘NUVCHI TEBRANISHLAR.

Reja:

1.Tebranishlarni qo‘shish. Matematik va fizik tebrangich. Erkin so‘nuvchi tebranishlar, so‘nuvchi tebranishlar tenglamasi. So‘nish koeffitsienti, logarifmik dekrement. Asillik (dobrotnost). Izoxronlik.

2. Ostsillyator (vibrator-tebrangich) uchun energetik munosabatlar. Bog‘langan ostsillyatorlar tushunchasi.

Tayanch so‘z va iboralar: *o‘zaro tik tebranishlarni qo‘shish, matematik mayatnik va uning tebranish davri, fizik mayatnik va uning tebranish davri, keltirilgan uzunligi, izoxronlik, erkin tebranishlar, so‘nuvchi tebranishlar, so‘nish koeffitsienti va dekrementi, asllik.*

1. Tebranishlarni qo‘shish. Matematik va fizik tebrangich. Erkin so‘nuvchi tebranishlar, so‘nuvchi tebranishlar tenglamasi. So‘nish koeffitsienti, logarifmik dekrement. Asillik (dobrotnost). Izoxronlik.

Koordinata boshiga joylashgan M moddiy nuqta OX va OZ o‘qlari bo‘yicha o‘zaro perpendikulyar yo‘nalishlarda tebransin. OX va OZ koordinata o‘qlari bo‘yicha tebranish tenglamalari (boshlang‘ich fazalarini nolga teng deb olamiz):

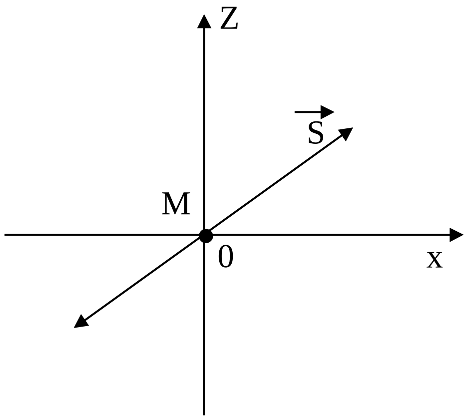
$$x=A_1\sin\omega t,$$
$$z=A_2\sin\omega t. \qquad (15.1)$$

Tenglamalarni birga echib,

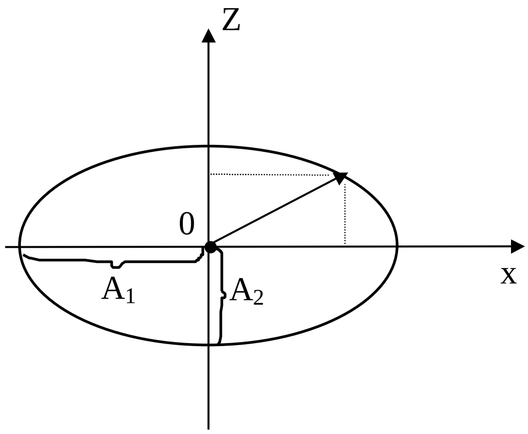
$$x=(A_1/A_2)\,z \quad \text{yoki} \quad z=(A_2/A_1)x \qquad (15.2)$$

ifodalarni olamiz. Bu ifodalar koordinata boshidan o‘tgan to‘g‘ri chiziq (S) ning tenglamasidir. (15.1-rasm)

Demak, tebranishlar qo‘shilib:



15.1-rasm



15.2-rasm

$$S = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}\,\sin \omega t \qquad (15.3)$$

tenglama bilan ifodalanuvchi garmonik tebranma harakatni beradi.

O‘zaro perpendikulyar tebranishlar fazalari bir-biridan $\pi/2$ ga farq qilca, bu tebranish tenglamalari:

$$X = A_1 \sin \omega t$$
$$Z = A_2 \sin(\omega t + \pi/2) = A_2 \text{ sos } \omega t$$

ko‘rinishga ega bo‘ladi. Bularni birga echib:

$$X^2/A^2_1 = \sin^2 \omega t, \quad Z^2/A^2_2 = \cos \omega t$$

tenglamalarni olamiz. Bu tenglamalarni xadma-xad qo‘shib:

$$X^2/A^2_1 + Z^2/A^2_2 = 1 \qquad (15.4)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu ellips tenglamasidir. Demak, xosil bo‘lgan garmonik tebranishning trektoriyasi ellipsdir (15.2-rasm). Agar $A_1 = A_2 = A$ bo‘lsa, trektoriya aylana shaklida bo‘ladi.

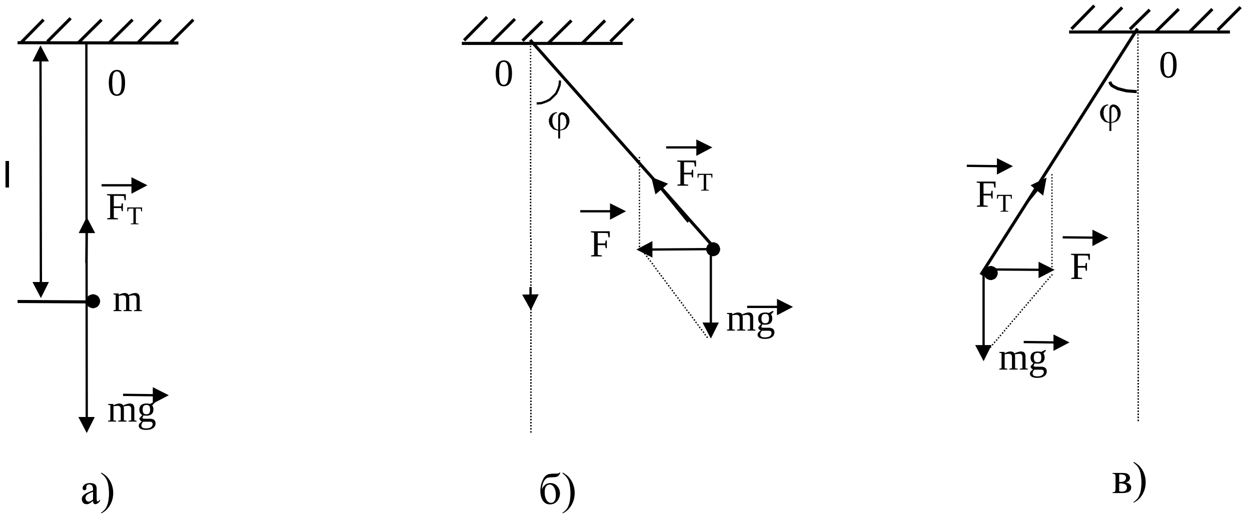
Umumiy xolda o‘zaro perpendikulyar tebranishlarni qo‘shsak, ularning amplitudalari, boshlang‘ich fazalari va davrlariga qarab murakkab shakllarni - Lissaju shakllarini kuzatamiz.

Matematik mayatnik, aslida abstrakt tushuncha: cho‘zilmaydigan vaznsiz ipga osilgan, og‘irlik kuchi ta’siri ostida vertikal tekislikdagi aylana yoyi bo‘ylab harakatlana oladigan moddiy nuqta matematik mayatnik deb ataladi.Mayatnik ipi vertikal vaziyatda bo‘lsa, sharchaga ta’sir etuvchi og‘irlik kuchi (m$\vec{g}$) ipning taranglik kuchi ($\vec{F}_T$) bilan muvozanatlashadi. Lekin mayatnikni muvozanat vaziyatdan og‘dirganda og‘irlik kuchi (m$\vec{g}$) va ipning taranglik kuchi ($\vec{F}_T$) bir to‘g‘ri chiziqda yotmaydi. Natijada ularning teng ta’sir etuvchisi $\vec{F}$ =m$\vec{g}$ + $\vec{F}$ bo‘ladi. $\vec{F}$ ning qiymati mg tgφ ga teng. Mayatnik o‘ng tomonga og‘gan xolda (15.3-b rasm) F chap tomonga yo‘nalgan, mayatnik chap tomonga og‘gan xolda (15.3-v rasm) F o‘ng tomonga yo‘nalgan bo‘ladi.

Demak,

$$F = -\, m\vec{g}\ \mathrm{tg}\ \varphi \qquad (15.5)$$

Bu kuch ta’sirida sharcha l radiusli aylana yoyi bo‘ylab muvozanat vaziyati tomon harakatlanadi.



15.3 - rasm

Mayatnikning mazkur harakati aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$J\varepsilon=M \qquad (15.6)$$

bilan harakterlanishi kerak. Bunda J-sharchaning aylanish o‘qiga nisbatan inertsiya momenti, ε-uning burchak tezlanishi, M esa F kuchning 0 o‘qqa nisbatan momenti bo‘lganligi tufayli

$$J=ml^2, \quad \varepsilon=\frac{d^2\varphi}{dt^2}, \qquad M=-mgl\sin\varphi$$

lardan foydalanib (16.6) ni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$ml^2\frac{d^2\varphi}{dt^2}=-mgl\sin\varphi$$

yoki

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+\frac{g}{l}\sin\varphi=0 \qquad (15.7)$$

Agar φ burchakning kichik qiymatlariga mos keluvchi tebranishlarni tekshirish bilan cheklansak, sinφ ni taqriban φ bilan almashtirish mumkin. Natijada (16.7) ifoda

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+\frac{g}{l}\varphi=0$$

ko‘rinshga keladi. Bunda

$$g/l=\omega_0^2 \qquad (15.8)$$

belgilash kiritsak,

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+\omega_0^2\varphi=0 \qquad (15.9)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu tenglamaning echimi

$$\varphi = \varphi_m\cos(\omega_0 t+\alpha) \qquad (15.10)$$

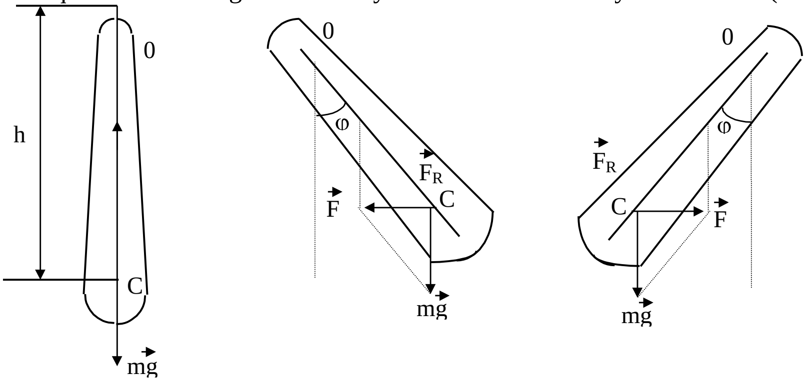
ko‘rinishda bo‘ladi. (16.9) dan foydalanib *matematik mayatnik tebranish davri*

$$T_m=\frac{2\pi}{\omega_0}=2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \qquad (15.11)$$

formula bilan ifodalanishini topamiz.

Demak, Er sirtining muayyan sohasidagi matematik mayatnik kichik tebranishlarning davri mayatnik uzunligi (l) ga bog‘liq xolos.

Fizik mayatnik deganda inertsiya markazidan o‘tmaydigan gorizontal qo‘zg‘almas aylanish o‘qi atrofida og‘irlik kuchi ta’sirida harakatlana oladigan qattiq jism tushuniladi. Aylanish o‘qi fizik mayatnikning osilish o‘qi deb ataladi. Fizik mayatnikning inertsiya markazi (S) dan osilish o‘qiga o‘tkazilgan perpendikulyar (OS) vertikal chiziq bilan mos tushgan holda mayatnik muvozanat vaziyatida bo‘ladi (15.4-rasm).



15.4 -rasm

Muvozanat vaziyatidan biror burchakka og‘dirilganda (15.4-b yoki 15.4-v rasm) $m\vec{g}$ va $\vec{F}_R$ kuchlarning teng ta’sir etuvchisi-fizik mayatnikni muvozanat vaziyati tomon qaytarishga intiluvchi $\vec{F}$ kuchdir. Fizik mayatnikning harakati uchun aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$I\frac{d^2\varphi}{dt^2}=-mgh\sin\varphi \qquad (15.12)$$

tarzda yoziladi.

Bu ifodada I - fizik mayatnikning osilish o‘qiga nisbatan inertsiya momenti, m-fizik mayatnik massasi, h esa fizik mayatnikning osilish o‘qi va inertsiya markazi orasidagi masofa. Kichik tebranishlar uchun $\sin\varphi=\varphi$ ekanligini xisobga olsak, (16.12) fizik mayatnik tebranish tenglamasi quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+\frac{mgh}{I}\varphi=0$$

yoki

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+\omega_0^2\varphi=0 \qquad (15.13)$$

Oxirgi tenglamada

$$\omega_o^2 = mgh/I \qquad (15.14)$$

belgilash kiritdik.

Shunday qilib, fizik mayatnikning kichik og‘ishlaridagi tebranishlar garmonik tebranishlar bo‘lib, ularning tebranish davri

$$T_\Phi=\frac{2\pi}{\omega_0}=2\pi\sqrt{\frac{I}{mgh}} \qquad (15.15)$$

formula bilan aniqlanadi. Mazkur fizik mayatnikning tebranish davriga teng bo‘lgan davr bilan tebranadigan matematik mayatnikning uzunligini topaylik. Buning uchun (15.11) va (15.15) ifodalarni tenglashtiraylik:

$$2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}=2\pi\sqrt{\frac{I}{mgh}}\rightarrow l_k=\frac{I}{mh}$$

Bu tenglikdagi l_k fizik mayatnikning *keltirilgan uzunligi* deb ataladi. Uni quyidagicha tavsif qilish mumkin: fizik mayatnikning barcha massasini fikran bitta nuqtaga to‘plab va bu moddiy nuqtani l_k uzunlikdagi ipga osib vujudga keltirilgan matematik mayatnikning tebranish davri mavjud fizik mayatnikning tebranish davridek bo‘ladi. (15.11) va (15.15) lar asosida quyidagi xulosaga kelamiz: prujinali mayatnik, matematik va fizik mayatniklar uchun umumiy xossa shundan iboratki mayatniklarning kichik tebranishlarida, yaoni garmonik tebranishlar sodir bo‘layotganda tebranish davri amplitudaga bog‘liq emas. Mayatnikning bu xossasi *izoxronlik* deb ataladi. Mayatniklarning izoxronligi ulardan vaqt o‘lchagich asbob sifatida foydalanishga imkon beradi. Xususan, Gyuygens 1685 yilda soat yurishini boshqarishda mayatnikdan foydalangan. Keyinchalik, mayatniklar texnikaning turli soxalarida qo‘llanildi.

Muvozanat vaziyatdan chiqarilgan tizimda tashqi kuchlar ta’sirisiz bo‘ladigan tebranishlar *erkin tebranishlar* deyiladi. Real mexanik tebranishlar *so‘nuvchi tebranishlardir*. Tebranishlarning so‘nishi tebranuvchi moddiy nuqta yoki sistemaning tebranish dovomida energiya yo‘qolishi bilan bog‘liqdir. Bu energiya yo‘qolishi - tashqi muhit bilan ishkalanish xisobiga yoki tashqi muhitga elastik to‘lqinlar tarqatish evaziga bo‘lishi mumkin.

Tebranishni so‘ndiruvchi kuch tebranma harakat tezligiga to‘g‘ri proportsional :

$$\vec{F}_c=-\eta\vec{\vartheta} \qquad (15.17)$$

bunda η-qarshilik koeffitsenti; $\vec{\vartheta}$-harakat tezligi (manfiy ishora so‘ndiruvchi qarshilik kuchi bilan tezlikning qarama-qarshi yo‘nalganligini ko‘rsatadi).

Agar tebranuvchi moddiy nuqtaning massasi m bo‘lsa so‘nuvchi tebranish tenglamasini quyidagicha tasavvur qilish mumkin:

$$X = A_0\, e^{-\beta t}\sin(\omega t + \varphi) \qquad (15.18)$$

bu erda $A_0\, e^{-\beta t}$ - so‘nuvchi tebranish amplitudasi, A_0 -boshlangich amplituda e-natural logarifm asosi, $\beta=\eta/2m$ - *so‘nish koeffitsenti*.

Tebranishning so‘nish tezligi tebranishning *logorifmik dekrementi* bilan aniqlanadi.

$$\lambda=\ln\frac{A_n}{A_{n+1}}=\beta T \qquad (15.19)$$

bu erda A_n, A_{n+1} - oldinma ketin tebranishlar amplitudalari. Tebranishlarning so‘nishi nazariy ravishda juda uzoq vaqt davom etadi, lekin tebranishlar amplitudasi 1% gacha kamaysa (avvalgi qiymati 100% deb olingan), amalda tebranish so‘ngan deb xisoblanadi.

Tebranish sistemasini xarakterlash uchun sistemaning ASLLIGI (Q) tushunchasi kiritiladi.Sistema asilligi sistema tula energiyasi (E)ning sistema tomonidan bir davrda yo‘qotgan energiyasi E_t- nisbati bilan aniqlanadi:

$$Q = 2\pi \frac{E}{E_T}; \qquad Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\omega_0}{2\beta} \tag{15.20}$$

MA’RUZA. MAJBURIY TEBRANISHLAR.

Reja:

1. Osillyatorlarga davriy turtkining ta’siri. Rezonans. Rezonans chiziqlari. Majburiy tebranish tenglamasi. Kuchlanish rezonansi. Tok rezonansi.
2. Angarmonik tebranishlar. Chiziqli bo‘lmagan ostsillyator. Chiziqsiz elementga ega bo‘lgan fizik tizimlar. Avtotebranishlar. Tebranishlarning o‘z-o‘zidan paydo bo‘lish sharti.

Tayanch so‘z va iboralar: *majburiy tebranish, majburiy tebranma harakatning tenglamasi, rezonans, rezonans amplitudasi, kuchlanish rezonansi, tok rezonansi, “titrash”, avtotebranish, tebranish konturi, lampali generator, rezonans chastota.*

Rezonans. Rezonans chiziqlari.
Majburiy tebranish tenglamasi. Kuchlanish rezonansi. Tok rezonansi.

Muvozanat vaziyatidan chetga siljitib, so‘ng o‘z xoliga qo‘yib yuborilgan tebranuvchi sistema muhit qarshiligi va sistema parametrlariga bog‘liq ravishda so‘nuvchi tebranma harakat qiladi. So‘nmaydigan tebranishlarni hosil qilish uchun sistemaga qo‘shimcha tashqi o‘zgaruvchan kuch ta’sir etib turishi lozim. Bu kuch tebranuvchi sistemaga goh bir tomonga, goh qarama-qarshi tomonga yo‘nalgan “turtki” berib turadi. U bajargan ish tebranuvchi moddiy nuqta tomonidan muxit qarshiligini engishga sarflangan energiya kamayuvini to‘ldirib turadi. Davriy ravishda o‘zgarib turadigan bunday tashqi kuchni majbur etuvchi kuch deyiladi. Kuzatish boshlangan paytda muvozanat vaziyatida turgan moddiy nuqtaga garmonik qonun bo‘yicha o‘zgaruvchi $F=F_o\cos\omega t$ kuch ta’sir etsin.

Bunda majbur etuvchi kuch amplitudasini F_o bilan, chastotasini esa ω bilan belgilangan. Dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan, moddiy nuqtaning mazkur holdagi tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r\frac{dx}{dt} + F_o\cos\omega t$$

yoki

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m}\cos\omega t \tag{16.1}$$

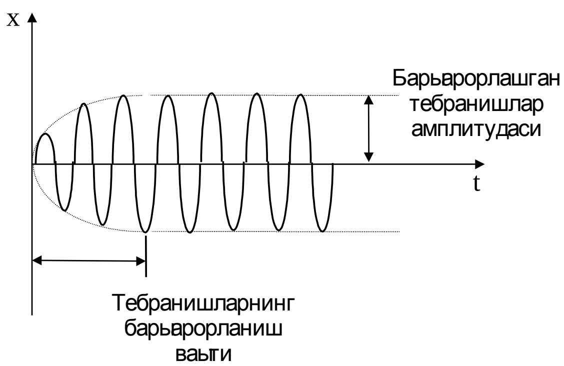
Tenglamaning $F_o=0$; va $\beta<\omega_o$ bo‘lgan holdagi echimi $x=A_oe^{-\beta t}\cos(\omega t+\alpha)$, tebranuvchi moddiy nuqtaning xususiy so‘nuvchi tebranishlariga mos keladi. Tenglamaning xususiy echimi esa majbur etuvchi kuch chastotasi ω bilan sodir bo‘ladigan tebranishlarni aks ettiradi. Bu tebranishni moddiy nuqtaning majburiy tebranishlari deyiladi.

Moddiy nuqtaning xususiy tebranishlari majbur etuvchi kuch ta’sir eta boshlagan dastlabki paytda vujudga keladi va eksponentsial qonun bo‘yicha tezgina (majburiy tebranishlarning barqarorlanish vaqti davomida) so‘nib bo‘ladi. (16.1) tenglamaning izlanayotgan echimi:

$$x=A\text{sos}(\omega t+\alpha) \tag{16.2}$$

munosabat bilan aniqlanadi. Bundagi A - majburiy tebranishlar amplitudasi, uning qiymati:

$$A=\frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2+4B^2\omega^2}} \tag{16.3}$$



16.1-rasm

formula yordamida hisoblash mumkin. α esa majbur etuvchi kuch va majburiy tebranish fazalarining farqi, uning qiymati:

$$tg\alpha = -\frac{2B\omega}{\omega_0^2-\omega^2} \tag{16.4}$$

formula yordamida hisoblanadi.

Tebranish konturiga elektr yurituvchi kuchi davriy ravishda o‘zgaruvchi manba ulaylik. Bu manba konturining aktiv qarshiligida issiqlik energiyasi sifatida ajralib chiqayotgan energiya kamayuvini kompensatsiyalab turishi tufayli tebranish konturining energiyasi doimiy saqlanadi. Bu esa o‘z navbatida, tebranishlarning so‘nmasligiga sababchi bo‘ladi. Bunday tebranishlarni majburiy elektromagnit tebranishlar deyiladi.

Bu holda kontur elementlaridagi kuchlanish tushishlarining yig‘indisi nolga emas, balki tashqi o‘zgaruvchan elektr yurtiuvchi kuch $\varepsilon_m$sosωt ga teng bo‘lishi kerak, yaoni

$$L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{1}{c}q = \varepsilon_m \cos\omega t \qquad (16.5)$$

Bu tenglamaning echimi majburiy tebranishlarni ifodalaydi. Uning echimi quyidagi ko‘rinishga ega.

$$q = q_m \cos(\omega t - \alpha) \qquad (16.6)$$

bunda

$$q_m = \frac{\varepsilon_m}{\omega\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2}} \qquad (16.7)$$

$$tg\alpha = \frac{R}{\frac{1}{\omega c} - \omega L} \qquad (16.8)$$

(16.6) dan vaqt bo‘yicha birinchi tartibli xosila olsak, konturdagi tok kuchini topgan bo‘lamiz;

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t - \alpha) = I_m \cos(\omega t - \alpha + \pi/2) \qquad (16.9)$$

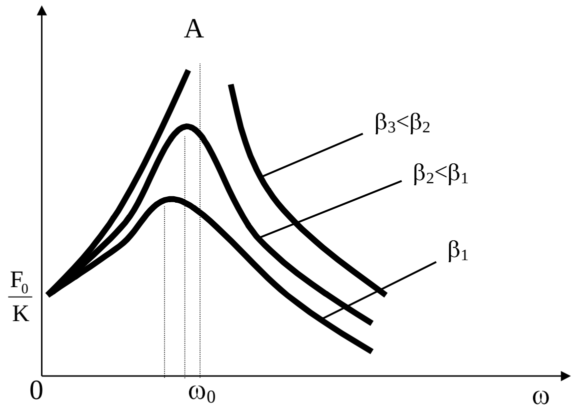
bunda $$I_m = \omega q_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2}} \qquad (16.10)$$

Kondensatordagi kuchlanishni topish uchun (16.6) ni s ga bo‘lamiz:

$$U = \frac{q_m}{c}\cos(\omega t - \alpha) = U_m \cos(\omega t - \alpha) \qquad (16.11)$$

bunda $$U_m = \frac{q_m}{c} = \frac{\varepsilon_m}{\omega c\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2}} \qquad (16.12)$$

16.2-rasmda F_o va m o‘zgarmas bo‘lgan holda β ning turli qiymatlari uchun A ning ω ga bog‘liqlik grafiklari tasvirlangan. ω=0 bo‘lganda, ya’ni majbur etuvchi kuchning qiymati o‘zgarmaganda (16.3) ifodadan A=$\frac{F_0}{m\omega_0^2} = \frac{F_0}{k}$ kelib chiqadi.



16.2-rasm

Shuning uchun 16.2-rasmda β ning turli qiymatlari uchun chizilgan grafiklarning barchasi ordinata o‘qini $\frac{F_0}{k}$ da kesadi. $\omega\to\infty$ da, (16.3) ga asosan, amplituda asimptotik ravishda nolga intiladi. Rasmdan ko‘rinishicha, ω ning biror oraliq qiymatida amplituda maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisa, ya’ni majbur etuvchi kuch chastotasining biror aniq qiymatida majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketishi rezonans xodisasi deb ataladi. Rezonans hodisasi amalga oshgan holdagi majbur etuvchi kuchning chastotasini rezonans chastota deb, amplitudaning maksimal qiymatini esa rezonans amplituda deyiladi. Rezonans hodisasi ro‘y berganda (16.3) ifoda maksimal qiymatga erishishi, yaoni mazkur ifodaning mahraji minimal qiymatga erishishi lozim. Shuning uchun (16.3) ning maxrajidan ω bo‘yicha hosila olib uni nolga tenglashtiramiz:

$$-2(\omega_0^2 - \omega^2)2\omega + 8\beta^2\omega = 0$$

yoki

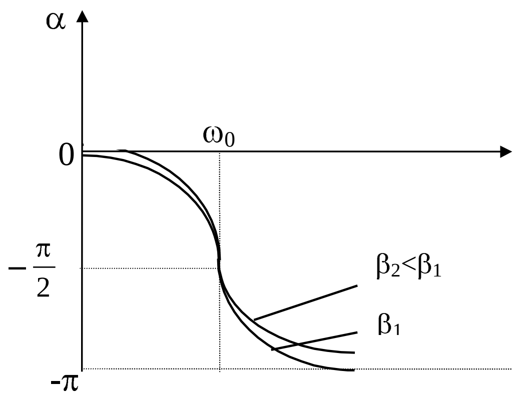
$$-\omega(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0$$

bundan

$$\omega=\omega_r=\boxed{\qquad} \qquad (16.13)$$

(16.13) ni (16.3) qo‘ysak rezonans amplitudasining qiymatini topamiz:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \qquad (16.14)$$



16.3-rasm

Demak, rezonans chastota va rezonans amplituda β ga bog‘liq. β kamaygan sari ω_r ortib boradi va xususiy tebranishlar chastotasi (ω_o) ga yaqinlashib boradi. β=0 bo‘lgan holda esa rezonans amplitudaning qiymati cheksiz katta bo‘lishi kerak. Lekin, amalda rezonans amplituda chekli qiymatga ega, chunki real sharoitlarda tebranuvchi sistemaga qarshilik kuchi ta’sir etadi. Shuning uchun β ning nihoyat kichik qiymatlari uchun majbur etuvchi kuchning chastotasi xususiy tebranishlar chastotasiga teng bo‘lganda rezonans xodisasi amalga oshadi, deb hisoblanadi.

Moddiy nuqtaning siljishi va majbur etuvchi kuch fazalarning farqi (α) ning ω ga bog‘liqligi (16.4) munosabat asosida hisoblangan va rasm 16.3 da tasvirlangan.

$\omega<\omega_o$ qiymatlarda siljish majbur etuvchi kuchdan faza bo‘yicha orqada qoladi. Bu farq, avval, ancha kichik bo‘ladi. Lekin, $\omega\to\omega_o$ da kattalashadi. Rezonans hodisasi sodir bo‘lganda α ning qiymati - π/2 ga teng bo‘ladi. $\omega>>\omega_o$ da esa siljish va majbur etuvchi kuch qarama-qarshi fazada bo‘ladi, yaoni α=- π.

Siljish va majbur etuvchi kuch fazalarining farqi 0 emas, balki - π/2 ga teng bo‘lganda rezonans hodisasini amalga oshishi g‘alati tuyuladi. Lekin, siljish va majbur etuvchi kuch orasidagi fazalar farqi - π/2 ga teng bo‘lganda tebranayotgan moddiy nuqta tezligi va majbur etuvchi kuch fazalarining farqi 0 ga teng bo‘ladi. Shuning uchun majbur etuvchi kuchning ishi moddiy nuqta tezligini oshiradi. Natijada tebranish amplitudasi keskin ortadi.

Majburiy tebranishlar sodir bo‘layotgan konturda kondensator qoplamalaridagi kuchlanishning amplituda qiymati U_m va konturdan o‘tayotgan tok kuchining amplituda qiymati I_m majburiy tebranishlarni vujudga keltirayotgan elektr yurituvchi kuchning chastotasiga bog‘liq. Ayni tebranish konturi majbur etuvchi E.YU.K.ning biror ω_r chastotasida U_m maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisa kuchlanish rezonansi deb, ω_r esa rezonans chastota deb ataladi.

Kuchlanish rezonansi vaqtidagi rezonans chastotaning qiymati kontur parametrlari (R, L, C lar) orqali quyidagi munosabat bilan bog‘langan:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \qquad (16.15)$$

Demak, rezonans chastota umuman, konturning xususiy chastotasi $\omega_o = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ dan kichik. Lekin, konturning aktiv qarshiligi R qanchalik katta bo‘lsa, rezonans chastota xususiy chastota ω_o ga shunchalik yaqinroq bo‘ladi.

Tok kuchining amplituda qiymati maksimumga erishishi uchun (16.10) ifodaning maxraji minimumga intilishi lozim, bu esa

$\omega L - 1/\omega S=0$ bo‘lganda amalga oshadi.

Shuning uchun konturda tok rezonansi sodir bo‘lishi uchun majbur etuvchi E.YU.K. ning chastotasi konturning xususiy chastotasiga teng bo‘lishi lozim,

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1}{LC}} = \omega_o \qquad (16.16)$$

Real konturda so‘nmas elektromagnit tebranishlarni hosil qilish usuli bilan tanishaylik.

16.4-rasmda uch elektrodli elektron lampa yordamida so‘nmas tebranishlarni hosil qiluvchi va lampali generator deb ataluvchi qurilmaning soddalashtirilgan sxemasi tasvirlangan. G‘altak (L) va kondensator (S) tebranish konturini tashkil etadi. L g‘altak L′ g‘altak bilan induktiv bog‘lanishga ega. Shuning uchun LC konturidagi tebranishlar lampaning to‘rida o‘zgaruvchan E.Yu.K.ni vujudga keltiradi. Bunga mos ravishda anod toki o‘zgaradi. Lampaning anod zanjiridagi tokning o‘zgarishi LC konturidagi elektromagnit tebranishlariga monand ravishda sodir bo‘layotganligi uchun, konturdagi tebranishlar vaqtida energiya kamayishi anod batareyasini energiyasini sarflash hisobiga avtomatik ravishda kompensatsiyalab turiladi. Shu yo‘sinda LC konturida so‘nmas elektromagnit tebranishlar hosil qilish mumkin.

2. Angarmonik tebranishlar. Chiziqli bo‘lmagan ostsillyator. Chiziqsiz elementga ega bo‘lgan fizik tizimlar. Avtotebranishlar. Tebranishlarning o‘z-o‘zidan paydo bo‘lish sharti.

Bir yo‘nalishda sodir bo‘layotgan ikki garmonik tebranishlarning amplitudalari teng (A_1=A_2) chastotalari esa bir-biridan kam farqlansin, yaoni $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$ bo‘lsin. Bu ikki garmonik tebranishlarning natijaviy tebranishining vujudga kelish manzarasini quyidagicha tasavvur qilish mumkin: amplitudalari teng, chastotalari esa deyari bir xil bo‘lgan bir yo‘nalishdagi ikki tebranishning fazalari kuzatish boshlangan paytda bir-biriga mos bo‘lsin.

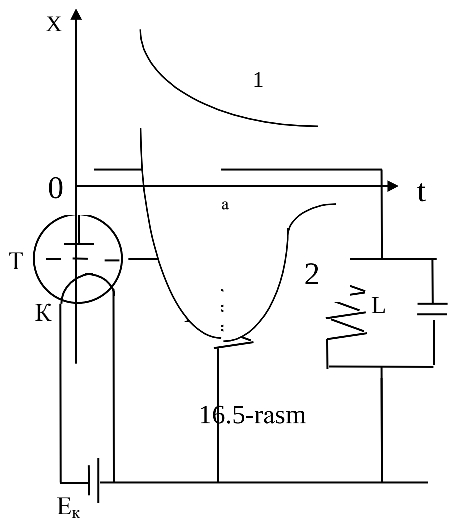
Bu onda natijaviy tebranish amplitudasi $A=2A_1$ bo‘ladi. Lekin vaqt o‘tgan sari qo‘shiluvchi tebranishlar fazalarining farqi kattalashib boradi va biror vaqt (t_o) dan so‘ng uning qiymati π ga etadi. Bu lahzada qo‘shiluvchi tebranishlar bir-birini so‘ndiradi, shuning uchun natijaviy tebranish amplitudasi nolga teng bo‘ladi. Shundan so‘ng fazalar farqi yanada kattalashib biror t_2 vaqtda 2π ga etadi va natijaviy tebranish amplitudasi $2A_1$ ga teng bo‘ladi. Shu tariqa natijaviy tebranish amplitudasi qiymatining o‘zgarishi davriy ravishda takrorlanaveradi. Bu tebranish amplitudasi tebranayotgan nuqtaga davriy ravishda tepki berib turilgandek o‘zgaryapti. Shuning uchun uni tepkili tebranish (titrash) deyiladi. Tepkili tebranishning amplitudasi

$$A=2A1\cos\Delta\omega/2t \qquad (16.17)$$

qonuniyat bo‘yicha o‘zgaradi.

Agar $\beta = \omega_o$ yoki $\beta > \omega_o$ bo‘lsa, moddiy nuqtaning harakatida tebranma harakatlarga oid alomatlar yo‘qoladi, u muvozanat vaziyati tomon tebranmay qaytadi. Baozi xollarda moddiy nuqtaning muvozanat vaziyatiga qaytish grafigi 16.5-rasmda tasvirlangan 1 egri chiziqqa mos keladi. Agar moddiy nuqtaning tezligi muvozanat vaziyatidan o‘tib ketishiga etarli bo‘lsa, u teskari tomonga biroz chetlashadi, so‘ng muvozanat vaziyatiga qaytadi (16.5-rasm 2-chiziq).

Nodavriy protsess deb ataladigan bunday harakatlarda muvozanat vaziyatidan chetga siljitilgan sistema potentsial energiyasini muhit bilan ishqalanish jarayonida sarflaydi, shuning uchun u tebranmasdan muvozanat vaziyatiga qaytadi.



16.5-rasm

16.4-rasm

Texnikada so‘nmas tebranishlarning yana bir turi keng tarqalgan. Avtotebranishlar deb atalgan bu tebranishlar majburiy tebranishlardan shu bilan farq qiladiki, ularda tebranishlar energiyasining isrofi doimiy energiya manbai hisobiga to‘ldirib turiladi, bu energiya manbalari tebranishlar davriga nisbatan juda qisqa vaqt oraliklarida ishlatiladi. Shu bilan birga, bu energiya manbaini kerakli paytlardagina (har bir tebranish davrining boshida) sistemaning o‘zi avtomatik ravishda “ishga tushirib” turadi. Soat mayatnigi avtotebranuvchi sistemaga misol bo‘la oladi. Bu erda ko‘tarib qo‘yilgan yukning yoki deformatsiyalangan prujinaning potentsial energiyasi anker mexanizm yordamida harakatga keltiriladi (ishga tushiriladi). Boshqa misol sifatida elektron lampali berk konturni (16.4-rasm) keltirish mumkin. Shuningdek ichdan yonar dvigatellar par trubinalar, musiqa asboblari, inson yuragi va o‘pkasi ham misol bo‘la oladi.

Rezonans hodisasi har qanday tabiatli (mexanik, elektr) tebratinshlarida ham bo‘ladi. Bu hodisadan akustikada tovushni kuchaytirishda, radiotexnikada elektr tebranishlarni kuchaytirishda va boshqa sohalarda keng qo‘llaniladi.

Baozi xollarda rezonans zararli ta’sir ko‘rsatadi. Rezonans tufayli konstruktsiyalar (ko‘priklar, tayanchlar, binolar va ularga o‘rnatilgan mexanizmlarning ishlashi (stanoklar, matorlar, mexanizmlar-ning ishlashi) natijasida kuchli titrashi mumkin. Shuning uchun inshootlarni hisoblashda mexanizmlarning tebranish chastotalari bilan konstruktsiyalarning xusuiy tebranish chastotalarini orasida katta farq bo‘lishini ta’minlash kerak.

MA’RUZA. TO‘LQINLAR DIFRAKTSIYASI.

Reja:

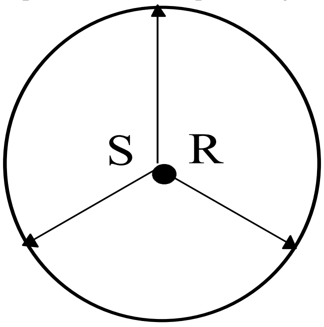
1. Bir o‘lchamli to‘lqin tenglama. Qattiq jismda bo‘ylama to‘lqin. Energetik munosabatlar. Umov vektori. Gaz va suyuqliklarda elastik to‘lqinlar.
2. Ikki muhit chegarasidan tovushining o‘tishi. Zarbali to‘lqinlar.
3. Elektromagnit to‘lqinlar, ularni hosil qilish va xossalari.

Tayanch so‘z va iboralar: *to‘lqin, to‘lqin fronti, bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqin, bir o‘lchamli to‘lqin tenglamasi, Gyugens-Frenel printsipi, to‘lqin energiyasi va energiya zichligi, Umov vektori, tovush tezligi, elektromagnit to‘lqin, fazoviy tezlik.*

1. Bir o‘lchamli to‘lqin tenglama. Qattiq jismda bo‘ylama to‘lqin. Energetik

munosabatlar. Umov vektori. Gaz va suyuqliklarda elastik to'lqinlar.

Shu vaqtgacha biz o'tgan mavzularda to'lqinlarning ma'lum bir yo'nalishda (chiziq bo'ylab) harakatini o'rgandik. Masalan sterjenlarda, havo ustunlarida, volnovodlarda va shunga o'hshash joylarda shunday bo'ladi. Umuman esa tutash muhitda bo'lgan tebranishlar manbaidan to'lqinlar hamma yo'nalishlar bo'ylab tarqaladi. Ayni shu tebranish manbaidan to'lqinlar bir vaqtda etib boradigan sirt to'lqin fronti deyiladi. To'lqin frontining shakli tebranishlar manbaining shakli va muhit xossalariga bog'liq bo'ladi. Tebranishlar manbai S nuqtaviy bo'lsa, deyarli bir jinsli muhitda to'lqin fronti sfera shaklida bo'ladi; bu sferaning R radiusi bo'lgan nurlar to'lqin frontiga perpendikulyardir. Ma'lumki R=ϑt, bu erda ϑ-to'lqining tezligi, t- uning tarqalish vaqti. Sferik front hosil qiluvchi to'lqinlar sferik to'lqinlar deyiladi.



18.1-rasm

Sferik to'lqin fronti shu bilan birga (izotrop muhitda) faza sirti yoki to'lqin sirti ham bo'ladi, ya'ni barcha nuqtalari bir xil fazada tebranuvchi sirt bo'ladi.

Agar to'lqin fronti tekislikdan iborat bo'lsa, bunday to'lqin tekis (yassi) to'lqin deyiladi. Bu holda nurlar o'zaro parallel bo'ladi.

Agar so'nishni hisobga olinmasa, to'lqin frontining tebranishlar manbaidan uzoqlashishi bilan yassi to'lqinning intensivligi o'zgarmaydi, chunki front maydoni (yuzi) o'zgarmasdan qoladi.

Sferik to'lqinning intensivligi I esa boshqacha bo'ladi. Vaqt birligi ichida to'lqin frontining butun maydoni S bo'ylab olib o'tilgan W tebranish energiyasi energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq doimiy qoladi. Biroq front tebranishlar manbaidan uzoqlashgan sari S maydon masofa kvadratiga proportsional ravishda ortib boradi, chunki S=4πu^2. Shuning uchun

$$I = \frac{W}{S} = \frac{W}{4\pi y^2} \qquad (18.1)$$

ya'ni sferik to'lqinning intensivligi frontning tebranishlar manbaidan uzoqligi kvadratiga (u^2) teskari proportsional ravishda o'zgaradi. To'lqinning intensivligi

$$I=\Omega\vartheta=1/2\rho\vartheta\omega^2A^2 \qquad (18.2)$$

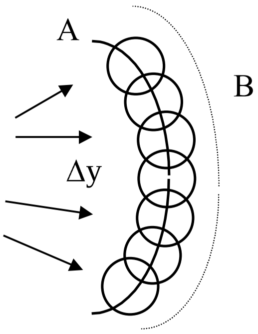
(ρ-muhit zichligi, ω-doiraviy chastota, A-to'lqin amplitudasi)ga asosan, to'lqinning intensivligi amplitudaning kvadratiga proportsional I~A^2, shuning uchun A~1/u, ya'ni sferik to'lqinning amplitudasi to'lqin frontining tebranishlar manbaidan uzoqligiga teskari proportsional bo'ladi. U holda to'lqin tenglamasi

$$x=A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{y}{\lambda}\right) \qquad (18.3)$$

formulada A ni A/u ga almashtirib, sferik to'lqinning quyidagi tenglamasini hosil qilamiz:

$$x=A/u\cdot\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{y}{\lambda}\right) \qquad (18.4)$$

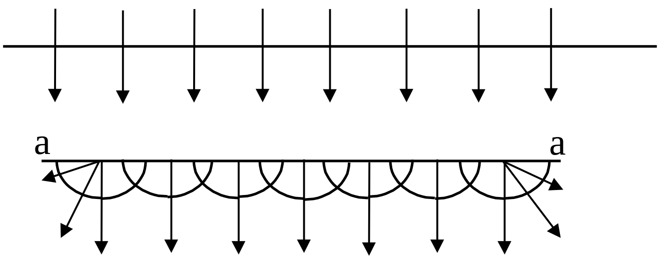
To'lqinlarning tarqalishiga doir masalalarni echishda ko'pincha vaqtning berilgan boshlang'ich paytdagi to'lqin frontiga ko'ra vaqtning biror payti uchun to'lqin frontini yasashga to'g'ri keladi. Bu yasashni (1690 yili golland olimi) Gyugens printsipi deb ataladigan usul yordamida bajarish mumkin, uning mohiyati quyidagicha.



18.2-rasm

Deyarli bir jinsli muhitda tarqalayotgan to'lqin fronti vaqtning ayni shu paytda rasmdagi A holatda bo'lsin. Uning Δt sek dan keyingi vaziyatini topi sh talab qilinadi. Gyugens printsipiga ko'ra, muhitning to'lqin etib borgan har bir nuqtasining o'zi ikkilamchi to'lqinlarning manbai bo'lib qoladi. Bu ikkilamchi to'lqinlarni yasash uchun dastlabki frontning har bir nuqtasi atrofida Δu=ϑ Δt radiusli sfera chizamiz, bu erda ϑ - to'lqinning tezligi. Ikkilamchi to'lqinlar dastlabki front harakatlanayotgan yo'nalishlardan boshqa barcha yo'nalishlarda so'nadi (bir-birini so'ndiradi). Tebranishlar ikkilamchi to'lqinlarning tashqi o'rovchisidagina saqlanadi (V).

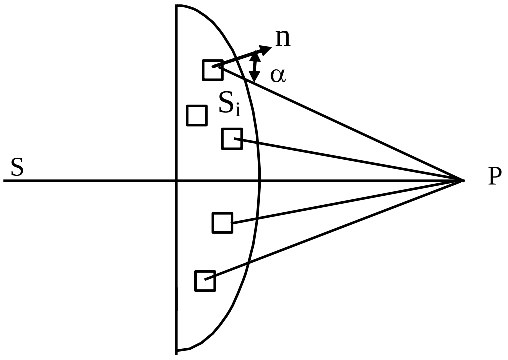
Misol sifatida Gyugens printsipini qo'llashga yassi to'lqinning o'lchami to'lqin uzunligidan katta bo'lgan tirqishli to'siqqa tushishini keltirish mumkin (18.3-rasm). To'lqin fronti (aa) to'siqqa etib borganda, tirqishning nuqtalari ikkilamchi to'lqinlarning manbalari bo'lib qoladi. Bu to'lqinlarni yasab, hamda ularning o'rovchisini chizib, tirqishdan o'tgan to'lqinning frontini hosil qilamiz.



18.3-rasm

Bu front faqat o'rta qismlaridagina yassi bo'ladi; tirqish chegaralarida to'lqin fronti to'siq ortiga egiladi, bu hodisa to'lqinlarning difraktsiyasi deyiladi.

Biroq difraktsiya hodisasini Gyugens printsipi asosida tushuntirib bo‘lmaydi, chunki bu printsip turli yo‘nalishlarda tarqalayotgan to‘lqinlarning amplitudasi haqida hech narsa demaydi, binobarin, to‘lqin fronti bo‘ylab intensivlikning taqsimlanishi javobsiz qoladi. Gyugens printsipining bu kamchiligini 1815 yilda frantsuz fizigi Frenel bartaraf qildi. Frenel bu printsipni ikkilamchi to‘lqinlarning interferentsiyasi haqidagi qoida bilan to‘ldirdi.



18.4-rasm

Frenel qoidasiga ko‘ra, ixtiyoriy R nuqtaga birlamchi S manbadan kelayotgan to‘lqinni biror F to‘lqin frontining ko‘plab ΔS_i elementar ikkilamchi manbalaridan kelayotgan ikkilamchi to‘lqinlarning interferentsiyasi deb qarash kerak. Bu holda R nuqtada to‘lqinning intensivligi barcha ikkilamchi to‘lqinlarni qo‘shish bilan hosil qilinadi. Bu Gyugens-Frenel printsipi deb ataladi va to‘lqinni tarqalishiga doir ko‘p masalalarni echishda qulaylik yaratdi.

Bo‘ylama to‘lqinlarning tarqalish tezligi V, nazariyaning ko‘rsatishicha, muhitning elastiklik koeffitsienti α va uning zichligi ρ dan oligan kvadrat ildizga teskari proportsionaldir:

$$V=\sqrt{\frac{1}{\alpha\rho}} \qquad (18.5)$$

Bu munosabat taqriban quyidagi munosabatga teng:

$$V=\sqrt{\frac{E}{\rho}} \qquad (18.6)$$

$\alpha=1/E$ - silindrik hajm uchun elastiklik koeffitsenti; E - YUng moduli.

Demak, bo‘ylama to‘lqinlarning elastik muhitda tarqalish tezligi YUng modulining kvadrat ildiziga to‘g‘ri proportsional va muhit zichligining kvadrat ildiziga teskari proportsional ekan.

Shuningdek ko‘ndalang to‘lqinlarning elastik muhitda tarqalish tezligi quyidagi tenglama

$$V = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \qquad (18.7)$$

bilan aniqlanadi, bunda N - siljish moduli.

U o‘qi bo‘ylab tarqalayotgan va

$$x = a\cos\omega\left(t - \frac{y}{\vartheta}\right) \qquad (18.8)$$

tenglama bilan ifodalanuvchi to‘lqinni ko‘z oldiga keltiraylik.

Muhitning bu to‘lqin tarqalayotgan bo‘lagidagi energiya kinetik energiya E_k va potentsial energiya E_p dan iborat. Muhitning bu bo‘lagining hajmi τ bo‘lsin; uning massasini m va zarralar siljishining tezligini ϑ bilan belgilaymiz; u holda kinetik energiya

$$E_k - \frac{1}{2} m\vartheta^2; \qquad m=\rho\tau; \quad \vartheta = dx/dt = -a\omega\sin\omega\left(t - \frac{y}{\vartheta}\right)$$

bo‘lgani uchun

$$E_k - \frac{1}{2}\rho\tau a^2\omega^2\sin^2\omega\left(t - \frac{y}{\vartheta}\right) \qquad (18.9)$$

ko‘rinishda yozamiz.

ΔL/L nisbiy deformatsiyaga ega bo‘lgan qattiq jismning potentsial energiyasi,

$$E_p = \frac{1}{2}(ES/L)\,\Delta L^2$$

$\alpha = 1/E$ ni hisobga olib va tenglamani o‘ng tomonini ΔL/L ga ko‘paytirib

$E_p = 1/2\,(1/\alpha)(\Delta L/L)^2 \cdot LS$ ifodani xosil qilamiz. Bu erdagi LS ko‘paytma deformatsiyalanayotgan jismning hajmi τ ni ifodalaydi; ΔL/L nisbiy deformatsiyani dx/dy shaklda ifodalash mumkin: bunda dx bir-biridan dy masofadagi nuqtalar siljishlarining ayirmasi.

$$E_p = 1/2\,(1/\alpha)(dx/dy)^2\,\tau$$

(18.8) dan; $dx/dy = a\omega/V \sin\omega(t-y/V)$. ekanligini topib, potentsial energiyani quyidagicha yozamiz.

$$E_m = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\alpha}\right)\frac{a^2\omega^2\tau}{V^2}\sin^2\omega\left(t-\frac{y}{V}\right) \qquad (18.10)$$

(18.9) va (18.10) ni qo‘shib muhit hajmining τ bo‘lagidagi to‘la energiya E ni topamiz.

$$E=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\alpha V^2}+\rho\right)a^2\omega^2\tau \quad \sin^2\omega\left(t-\frac{y}{V}\right). \qquad (18.5)$$

tengmani hisobga olsak E ning ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$E=\rho a^2\omega^2\tau \sin^2\omega\ (t-\frac{y}{V}) \qquad (18.11)$$

Demak to‘lqin energiyasi tebranish amplitudasining kvadratiga, chastotasining kvadratiga va muhitning zichligiga proportsionaldir.
Energiya zichligi

$$\varepsilon=\frac{E}{\tau}\rho a^2\omega^2\sin^2\omega\left(t-\frac{y}{V}\right) \qquad (18.12)$$

energiya zichligining o‘rtacha qiymati:

$$\overline{\varepsilon}=\frac{1}{2}\rho a^2\omega^2 \qquad (18.13)$$

Tebranishlar tarqalayotgan yo‘nalishga tik joylashgan sirt orqali o‘tadigan o‘rtacha energiya oqimi energiyaning o‘rtacha zichligi bilan to‘lqin tarqalish tezligining va sirt kattaligining ko‘paytmasiga teng.

$$\overline{E}=\overline{\varepsilon}VS \qquad (18.14)$$

Birlik yuzadan vaqt birligi ichida oqib o‘tuvchi energiya miqdori $\overline{W}$ oqim zichligi deyiladi.

$$\overline{W}=\frac{\overline{E}}{S}=\overline{\varepsilon}V \qquad (18.15)$$

Tezlik V vektor bo‘lgani uchun, energiya oqim zichligini ham to‘lqin tarqalayotgan tomonga yo‘nalgan vektor deb qarash mumkin. Bunday vektorni birinchi bo‘lib, Moskva universitetining professori N.A.Umov kiritgan va u Umov vektori deyiladi.

Agar nuqtaviy manbadan tarqalayotgan sferik to‘lqinga ega bo‘lsak, bu holda energiya oqimining o‘rtacha zichligi manbagacha bo‘lgan masofaning kvadratiga (R) teskari proportsional bo‘ladi.

$$\overline{W}=\boxed{}$$

Tovush to‘lqinlari tarqaladigan asosiy muhit havo bo‘lgani uchun, elastik to‘lqinlarning gazda tarqalish tezligi masalasini qaraymiz.

Tovush tebranishlari gazning siqilish va siyraklanishlarini adiabatik protsesslar deb hisoblash mumkin bo‘ladigan darajada tez yuz beradi, shuning uchun gaz xolatining o‘zgarishi Puasson formulasini qanoatlantiradi. ρV^γ=const. $\gamma=\frac{C_\rho}{C_v}$ - gazning o‘zgarmas hajmdagi (S_v) va o‘zgarmas bosimdagi (S_ρ) issiqlik sig‘imlarining nisbati.

E=γr - gazlar uchun yung moduli (r-gaz bosimi). Gazning zichligi $\rho=\frac{p\mu}{RT}$ (R-gaz doimiysi) Bularni hisobga olsak, (18.6) formula quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\vartheta=\sqrt{\frac{\gamma\ RT}{\mu}} \qquad (18.16)$$

Demak, berilgan gazda tovush to‘lqinlarining tarqalish tezligi apsalyut temperatura T ning kvadrat ildiziga to‘g‘ri proportsional va gaz bosimi r ga bog‘liq emas.

MA’RUZA. YORUG’LIK INTERFERENTSIYASI

Reja:
1. Yorug’lik tabiati to’g’risidagi taolimotning rivojlanishi.
2. Fotometrik kattaliklar va ularining birliklari.
3. Kogerent va monoxromatik yorug’lik. Yorug’lik intenferentsiyasi va uni kuzatish usullari.
4. Yupqa pardalardagi yorug’lik intenferentsiyasi. Nyuton xalqalari.
5. Interferentsiyani qo’llanishi va interferometrlar.

***Tayanch so'z va iboralar**: monoxromatiklik, kogerentlik, yorug'lik interferensiyasi, Yung usuli, Frenel ko'zgulari, Frenel biprizmasi, ikki manbadan interferensiya, qo'shni maksimum (minimum)lar orasidagi masofa, yupqa qatlamlardagi interferensiya, maksimum va minimum shartlari, Nyuton halqalari, optikani ravshanlashtirish, qaytaruvchi qatlamlar, interferometrlar, Linnik interferometri. Yorug'lik difraksiyasi, Gyuygens-Frenel prinsipi, Fraungofer difraksiyasi, Frenel difraksiyasi, Frenel zonalari, bir tirqishdan difraksiya, ikki va ko'p tirqishlardan difraksiya, maksimum va minimum shartlari, difraksion panjara, Rentgen nurlari difraksiyasi, golografiya,*

MA'RUZA. YORUG'LIK DIFRAKTSIYASI

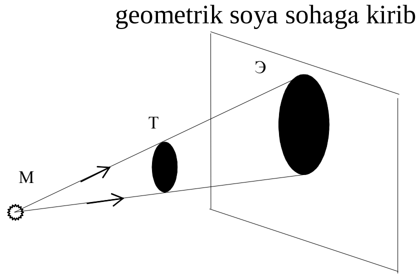
Reja:

1. Yorug'lik difraktsiyasi. Gyuygens-Frenel printsipi. Difraktsiyani Frenel zonalari usuli bilan tushuntirish.
2. Frenel va Fraungofer difraktsiyalari. Difraktsion maksimum va minimumlar. Difraktsion panjaradan difraktsiya. Difraktsion panjara – spektral asbob sifatida.
3. Kristallarning fazoviy panjarasidan rentgen nurlari difraktsiyasi. Vulf- Bregglar formulasi.
4. Golografiya haqida ma'lumot.

***Tayanch so'z va iboralar**: Yorug'lik difraksiyasi, Gyuygens-Frenel prinsipi, Fraungofer difraksiyasi, Frenel difraksiyasi, Frenel zonalari, bir tirqishdan difraksiya, ikki va ko'p tirqishlardan difraksiya, maksimum va minimumlar shartlari, difraksion panjara, Rentgen nurlari difraksiyasi, golografiya, gologramma.*

1. Yorug'lik difraktsiyasi. Gyuygens-Frenel printsipi. Difraktsiyani Frenel zonalari usuli bilan tushuntirish.

Yorug'lik difraktsiyasi deb ataladigan hodisada, yorug'lik nurlari shaffofmas to'siqlardan egilib o'tib geometrik soya sohaga kirib boradi. Difraktsiya so'zi lotincha "difrakcio" "egilib o'tish" dan olingan.

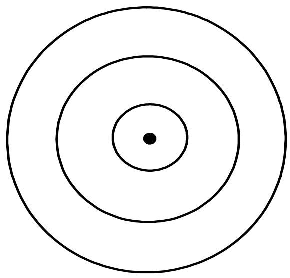


2.1-rasm

Masalan, nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan tarqalayotgan yorug'lik nurlarining yo'liga shaffofmas jismdan yasalgan disk shaklidagi T to'siq joylashtirilgan bo'lsin (2.1-rasm).

Geometrik optika qonunlariga asosan, E ekranda T to'siqning soyasi doira shaklidagi qorong'i soha kuzatilishi lozim. Tajribada shu narsa kuzatiladi. Lekin to'siqdan ekrangacha bo'lgan masofa to'siq o'lchamlaridan bir necha ming marta katta bo'lsa, ekranda ketma-ket yorug'lik va qorong'i kontsentrik xalqachalar (2.2-rasm) kuzatiladi.

Gyuygens printsipiga assan, to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to'lqinlarining manbalari deb xisoblash mumkin. Frenel uni to'ldirib, bu ikkilamchi to'lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranish bu nuqtaga etib kelgan ikkilamchi kogerent to'lqinlar interferentsiyalanishining natijasi deb qarash lozimligini aytib o'tadi.


2.2-rasm

MA'RUZA. YORUG'LIKNING QUTUBLANISHI

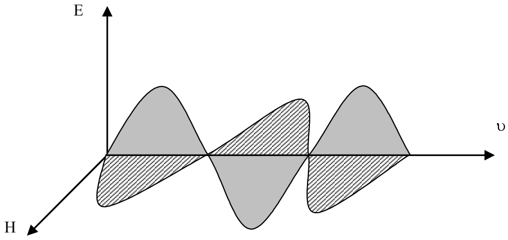
Reja:

1. Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Qutublovchi asboblar. Malyus qonuni.
2. Yorug'likni ikki dielektrik chegerasidan qaytishda va sinishda qutblanishi. Bryuster qonuni. Nurning ikkilanib sinishi. Kristallooptika elementlari.
3. Elektrooptik va magnitooptik hodisalar.
4. Yorug'likning sochilishi. Nochiziqiy optika elementlari.

***Tayanch so'z va iboralar**: yorug'lik dispersiyasi, normal dispersiya, anomal dispersiya, dispersiyaning elektron nazariyasi, Buger qonuni, yutilish koeffisienti, Vavilov-Cherenkov hodisasi, Doppler effekti, yorulikning qutblanishi, tabiiy va qutblangan yorulik, qutblanish darajasi, Bryuster burchagi, ikkilanib sinish, izotrop va anizotrop muhit, oddiy va ayrioddiy nur, Malyus qonuni, qutblagichlar, sunoiy optik anizotropiya, qutblanish tekisligining burilishi, Faradey effekti, yorug'likning sochilishi, nochiziqli optika, o'z-o'zidan fokuslanish, optik garmonikalarni generasiyalash.*

1.Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Qutublovchi asboblar.

Interferentsiya va difraktsiya hodisalari ham ko'ndalang, ham bo'ylama to'lqinlar uchun kuzatiladi. Shu bilan birga shunday hodisalar borki, ular uchun yorug'lik to'lqinining ko'ndalang to'lqin ekanligi printsipial ahamiyatga egadir. Bunday hodisalar qatoriga yorug'likning qutblanishi ham kiradi. Ixtiyoriy yorug'lik manbasi (quyosh, sham) dan tarqalayotgan yorug'lik nurlari deganda shu manbaning atomlaridan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarining aralashmasi tushuniladi.



3.6-rasm

Soddalik uchun tebranayotgan elektr dipoli nurlanishini qarasak, u turli tomonga elektromagnit to'lqinlar chiqarishini — bunda elektromagnit nurlanish yo'nalishi $\vec{r}$ ga perpendikulyar, dipol o'qi tekkisligida $\vec{E}$ kuchlanganlik vektorining tebranishini ko'ramiz. Magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ nur va $\vec{E}$ ga perpendikulyar tekislikda tebranadi. 3.6-rasmga ko'ra qutblanish hodisasini to'la yoritish uchun $\vec{E}$ to'g'risida fikr yuritish etarlidir. Buning sababi, birinchidan, Maksvell nazariyasiga binoan $\vec{E}$ tebranayotgan tekkislikka perpendikulyar tekislikda albatta $\vec{H}$ ham tebranadi, ikkinchidan moddalarga $\vec{E}$ ning ta'siri $\vec{H}$ ta'siridan ko'ra ko'proq bo'lar ekan. $\vec{E}$ — yorug'lik vektori deb ataladi.

Yorug'lik manbaining o'lchamlari qanchalik kichik bo'lmasin, undagi "nurlangichlar" soni nihoyat ko'p bo'ladi. Boshqacha aytganda, har onda manbadagi milliardlab atomlar to'lqin nurlatishni tugallasa, milliardlab atomlar to'lqin chiqarishni boshlaydi.

Demak, biror jism nurlatayotgan yorug'likda yorug'lik vektori turli yo'nalishlarda bir xil ehtimollikda tebranadi $\vec{E}$ ning turli yo'nalishlarda bir xil taqsimlanganligi nurlanayotgan atomlar soning ko'pligidan, amplituda qiymatlarining tengligi har bir atom nurlanish intensivligini bir xilligidan kelib chiqadi.

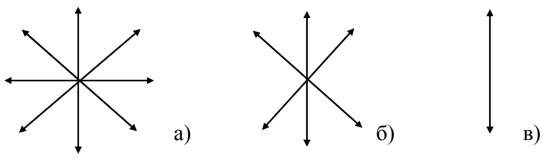
Bunday yorug'lik tabiiy yorug'lik deyiladi (3.7, a-rasm). Tebranish yo'nalishlari biror usul bilan tartibga keltirilgan yorug'lik qutblangan yorug'lik deyiladi.

Biror yo'nalishdagi tebranishlari boshqa yo'nalishlardagi tebranishlarga qaraganda ko'proq bo'lsa, yorug'lik qisman qutblangan yorug'lik deyiladi (3.7, b-rasm).

$\vec{E}$ vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo'ladigan yorug'lik yassi (chiziqli) qutblangan yorug'lik deyiladi (3.7, v-rasm). Yuqorida ko'rib o'tilgan davriy tebranayotgan dipoldan nurlanayotgan elektro magnit to'lqin yassi qutiblangan yorug'likka misol bo'la oladi.

Qutblanish darajasi sifatida

$$P=\frac{I_1-I_2}{I_1+I_2} \tag{3.19}$$



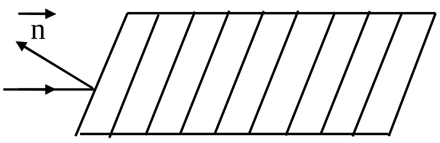
3.7-rasm

qabul qilingan. I_1, I_2 — ikki bir-biriga perpendikulyar yo'nalishlardagi yorug'lik intensivligi. Tabiiy yorug'lik uchun $I_1= I_2$ va R=0; yassi qutblangan yorug'lik uchun I_2=0 va R=1.

Yuqorida ko'rib o'tilgan nurlanayotgan atomni har doim dipolning tebranishiga keltirib bo'lmaydi. Dipol nurlanishidan tashqari kvadrupol va boshqa multipollikdagi nurlanishlar mavjud. Bu holda nurlanayotgan yorug'lik bitta tekislikda tebranayapti deb bo'lmaydi va uni endi perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, faza jihatdan siljigan ikkita tebranish yig'indisi sifatida qarash mumkin. Eng oddiy holda bunday nur aylana, umumiy holda esa ellips bo'ylab qutblangan bo'ladi, ya'ni $\vec{H}$ vektor aylana yoki ellips chizadi.

Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bunda yorug'lik to'lqinining $\vec{H}$ vektori muayyan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlar qutblovchi prizmalarda mujassamlangandir. Prizmalar ikki turga bo'linadi:

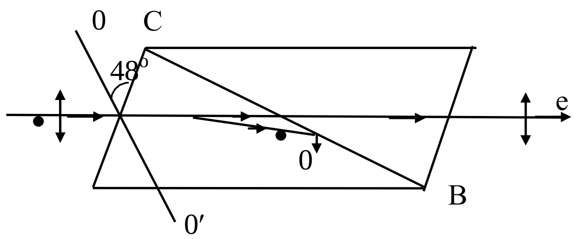
1) faqat yassi qutblangan nur olinadigan;
2) bir-biriga perpendikulyar tekkisliklarda qutblangan ikkita nur beradigan prizmalar.



3.8-rasm

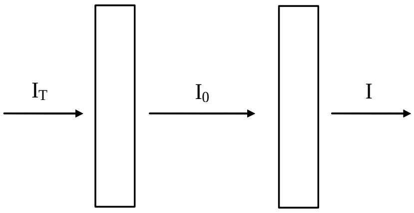
Eng avvalo Bryuster qonunidan foydalanib ko'p qavatli kristallardan foydalanib qutblagich qurish mumkinligini taqidlash kerak (3.8-rasm).

Qutblovchi prizmalar to'la ichki qaytish hodisasiga asoslanib ishlaydi. Bunday prizmalarning tipik misoli Nikol prizmasidir. Nikol prizmasi ikki island shpatidan qilingan AV chiziq bo'ylab kanada balzami (n=1.55) bilan birlashtirilgan qurilmadir (3.9-rasm). Tabiiy nur kristall ichida oddiy (n_0=1.66) va g'ayri oddiy (n_c=1.51) nurlarga bo'linadi. Oddiy nur kanada balzamidan to'la qaytadi va qoraytirilgan SV sirtda yutiladi. Kristalldan g'ayri oddiy nur chiqadi.



3.9-rasm

Anizotrop muhitlarda nur ikkiga bo'linishidan tashqari turlicha yutiladi. Dixroizm deb ataluvchi bu hodisa tufayli ikki nurdan biri to'la yutiladi. Masalan, turmalin kristallida oddiy nurning yutilish koeffitsienti g'ayri oddiynikidan bir necha marta katta. Qalinligi 1 mm bo'lgan turmalin plastinkasida oddiy nur yutilib, faqat g'ayrioddiy nur chiqadi. Bu esa dixroizmli kristallardan qutblagich sifatida foydalanish imkoniyatini beradi.



3.10-rasm

Qutblagich sifatida polyaroidlar keng qo'llaniladi. Polyaroid yupqa tselluloid plenkasidan iborat bo'lib, unga gerapatit ingichka kristallari kiritilgan bo'ladi. Gerapatitning 0,1 mm qalinlikdagi plastinkasi oddiy nurni to'la yutadi.

Agar bir turmalin plastinkasi orqasiga ikkinchi turmalin plastinkasi joylashtirilsa, birinchisi qutblagich, ikkinchisi taxlilchi deyiladi (3.10-rasm). Ikkinchi kristallga tushuvchi yorug'lik intensivligini I0, chiquvchi yorug'lik intensivligini I deb belgilab, ular orasida

$$I=I_0\cos2\,\alpha \qquad (3.20)$$

munosabat borligini Malyus aniqlagan. Malyus qonuni quyidagicha taoriflanadi: tahlilchidan o'tgan yorug'lik intensivligi I, qutublagichdan o'tgan yorug'lik intensivligi I0 qutublagich va tahlilchi qutublash tekisliklari orasidagi burchak kosiniusi kadratiga qo'paytmasiga teng. Agar tabiiy yorug'lik intensivligi I1 bo'lsa, I0=I1/2 bo'ladi. α - kristallarning optik o'qlari orasidagi burchak.

MA'RUZA. KVANT NAZARIYASINING TAJRIBADA ASOSLANISHI.

Reja:
1. Klassik fizikaning atom hodisalarini tushuntirishdagi ziddiyatlari.
2. Kvantlanish g'oyasining tasdiqlanishi. Borning atom nazariyasi. Frank-Gerts tajribasi.
3. Vodorod atomining nurlanish spektrlari. Majburiy va spontan nurlanish.

Tayanch so'zlar va iboralar: *Atom hodisalarini tushuntirishda klassik fizikaning ziddiyalari, XXI - asr boshidagi yangi kashfiyotlar, atomning Tomson modeli, atomning yadro modeli, Rezerford tajribasi, α-zarrachalar, yadroning o'lchami, zaryadi va massasi, atomning yadro modelining kamchiligi. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar, Balpmer formulasi, spektral seriyalar. Atomning Bor nazariyasi, Bor postulotlari, turun orbitalar, elektronning orbitadagi impulps momenti, bosh kvant soni, sochilgan yoki yutilgan yorulik kvanti energiyasi, Frank va Gerslar tajribasi va unda Bor nazariyasining tasdiыlanishi. Bor nazariyasiga kщra vodorod atomi spektri, spektral seriyalar. Ridberg doimiysi, Bor atom nazariyasining kamchiligi. Majburiy va spontan nurlanish.*

1. Klassik fizikaning atom hodisalarini tushuntirishdagi ziddiyatlari

XIX asrning oxiriga kelib klassik fizika ko'pgina fizik hodisalarni tushuntirib beraolmay qoldi. Bunday hodisalar qatoriga absolyut qora jismning issiqlik nurlanishi, fotoeffekt, kompton effekti, kristallarning past temperaturalardagi issiqlik sig'imi va atom nurlanishining chiziqli spektri bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni kiritish mumkin. Bu hodisalar atrof-muhitni o'rab olgan materiyaning ichki xususiyatlariga, bevosita kuzatib bo'lmaydigan mikroolamdagi jarayonlarga xos bo'lib, uni hal qilish uchun o'sha paytlarda fanga yot bo'lgan tushunchalar kiritilishini talab qilar edi. Bunday tushunchalar esa hodisaning tub mohiyatidan kelib chiqishi kerak. Ana shunday yangi tushuncha - absolyut qora jismning nurlanish nazariyasini yaratishda Maks Plank (1900 y.) tomonidan taklif etilgan mikrooboektlar energiyasining kvantlanishi bo'ldi.

1886 yilda Velgelm Vin absolyut qora jism nurlanishini tushuntirib, birlik hajm va birlik chastota oraligiga mos keluvchi nurlanish energiyasi ν/T nisbat ortishi bilan eksponentsial holda kamayishini ko'rsatadigan formulani topdi. Vinning bu formulasini klassik fizika nuqtai nazaridan tushuntirib bo'lmadi. Chunki, klassik fizikaga ko'ra chastota ortishi bilan nurlanish intensivligi ham ortib borishi kerak. M. Plank, Vin qonunini tushuntirish uchun absolyut qora jism turli chastotalarda nurlanuvchi cheksiz ko'p sonli zarrachalardan, yaoni nurlangichlardan (ostsillyatorlardan) iborat deb, bu nurlangichlarning energiyasi nurlanish natijasida uzluksiz holda o'zgarmasdan, balki sakragan holda va doimo $h\nu$ energiya bo'lagi miqdorida o'zgaradi deb oldi. Plankning bu farazidan keyin ν/T nisbat ortishi bilan nurlanish qobiliyatining kamayishini tushuntirish mumkin bo'ldi va u bu faraziga asoslanib absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratdi. Plank nurlanish modda zarrachalaridan kvantlar ko'rinishida, diskret holda chiqadi deb xisoblagan bo'lsa, A.Eynshteyn Plank g'oyasini yanada rivojlantirib, nurlanish moddada kvantlar holida yutiladi ham deb, fotoeffektni tushuntirishda klassik fizika duch kelgan muammoni echib berdi. Eynshteynning fotoeffekt nazariyasiga ko'ra, moddaga tushgan yorug'lik kvanti energiyasi elektronning chiqish ishidan katta bo'lsa, elektronlar moddadan uchib chiqadi va fotoeffekt kuzatiladi. Uchib chiqqan elektronlarning kinetik energiyasi yorug'lik kvanti energiyasidan elektronlarning chiqish ishini ayirmasiga teng: $Ek = h\nu\text{-}A$. Bu nazariya tajriba asosida topilgan fotoeffekt qonunlarini tushuntirib berdi.

Yorug'likning moddalarda kvantlar tarzida sochilishidan va yutilishidan yorug'likning o'zini ham kvant tarzida tarqalishi kelib chiqadi.

Klassik fizika kristallarning issiqlik sig'imini temperaturaga bog'lanishini tushuntirishda ham zddiyatga duch keldi. Kristallarning issiqlik sig'imi uchun klassik nazariyaga asoslanib chiqarilgan Dyulong-Pti qonunidan issiqlik sig'imini o'zgarmasligi kelib chiqadi:

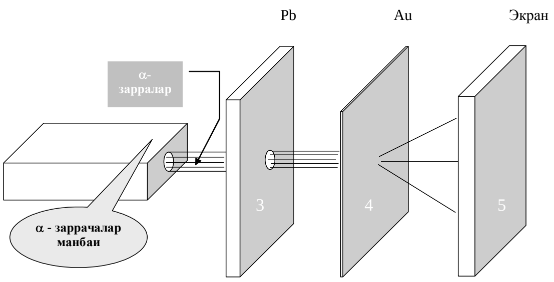
$$C = 3R = 25\ J/mol{\cdot}K.$$

Lekin tajribada kristallarning issiqlik sig'imi bilan temperatura orasidagi bog'lanishni o'rganish shuni ko'rsatdiki, bu qonun faqat nisbatan yuqori temperaturalarda bajarilar ekan. Temperatura absolyut nolga yaqinlashishi bilan issiqlik sig'imi ham nolga intiladi. Bunday bog'lanish sababini klassik fizika tushuntirishga ojizlik qildi. SHundan keyin 1907 yilda A.Eynshteyn kvant tasavvurlarga asoslanib, tajribaga mos keladigan issiqlik sig'imining kvant nazariyasini yaratdi.

1913 yilda Eynshteyn yorug'lik kvanti energiyasi $h\nu$ ni uning impulsi $h\nu/s$ bilan bog'lashni taklif qildi. Yorug'lik kvantlarini (fotonlarini) haqiqatdan ham mavjudligi 1923 yilda Kompton tajribasida, 1926 yilda Bote tajribasida uzul-kesil tasdiqlandi.

Atom energiyasi diskret, yaoni kvantlangan holda o'zgarishi Frank-Gerts tajribasida tasdiqlangandan keyin, yana bir qancha tajribalar kvantlanish g'oyasining to'g'riligini tasdiqladi. Masalan, SHtern-Gerlax tajribalari atomlarning magnit momentlarida ham fazoviy kvantlanish mavjudligini isbotladi. Mikrozarrachaning to'lqin xossaga ega bo'lishi haqidagi de-Broyl gipotezasini Devisson va Jermerlar tajribasida tasdiqlanishi to'lqin - korpuskula dualizmi nafaqat yorug'lik uchun, balki butun mikrozarra ko'rinishdagi moddalarga ham xos ekaniga shubha qoldirmadi.

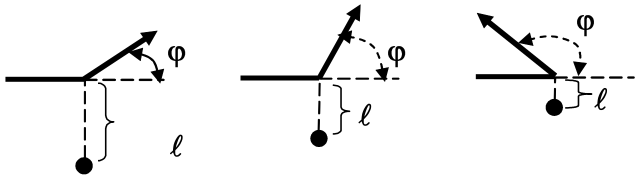
Shunday keyin zarrachalarning to'lqin xossalarini xisobga oluvchi umumiy harakat tenglamasini yaratishga kirishildi. Bunday tenglamani avstriyalik fizik E.SHredinger yaratdi. Zarrachalarning to'lqin-korpuskulyar xossalarini o'rganadigan fizikaning bo'limiga to'lqin mexanikasi yoki kvant mexanikasi deyiladi. To'lqin mexanikasi bilan keyingi Mavzu:larda tanishamiz.



5.1-rasm

XIX-asrning oxiriga kelib klassik fizika gazlarning nurlanish, yutilish spektri va atom tuzilishini o'rganishda yana bir muammoga duch keldi. Bu vaqtda atomlarning nurlanish spektri maolum tartibda joylashgan spektral chiziqlardan iborat ekanligi ma'lum bo'ldi. Ya'ni, vodorod atomi va boshqa atomlarning spektral seriyalari aniqlandi. Lekin klassik fizika quyidagi muammoga duch keldi.
Bu mammoli savollarga klassik fizika javob topa olmadi.

Klassik elektrodinamikaga ko'ra elektromagnit nurlanish zaryadlarning tebranishi yoki tezlanish bilan harakatlanishi natijasida hosil bo'ladi va uning chastotasi, zaryadlarning tebranish chastotasiga mos keladi. Bunga Gerts vibratorini misol qilib ko'rsatish mumkin. Atomning klassik elektrodinamikaga asoslangan birinchi modelini J.J.Tomson (1856-1940) 1903 yilda taklif qildi. Bu modelga binoan atom shar shaklida bo'lib, uning butun hajmida musbat zaryadlar bir tekis taqsimlangan. SHu musbat zaryadlar orasida elektronlar ham joylashgan bo'lib, ularning soni musbat zaryadlar soniga teng bo'lgani uchun atom neytral hisoblanadi. Elektron muvozanat vaziyatidan siljiganda uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi elastiklik kuchiga o'xshash kuch hosil bo'ladi. SHu kuch ta'sirida elektron garmonik tebranma harakat qiladi. Maksvell elektromagnit to'lqin nazariyasiga asosan elektron atomda tebranma harakat qilgani uchun atom monoxramatik elektromagnit to'lqin sochadi. Sochilgan elektromagnit to'lqin chastotasi elektronning tebranish chastotasiga mos keladi. Tomson shu atom modeli bilan atomning nurlanish spektri chiziqli bo'lishini tushuntirib berdi. G.N.Lorents, Tomsonning bu atom modeli asosida yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasini yaratdi. Bu nazariya normal va anomal dispersiyalarini tushuntirib berdi. O'z vaqtida atomning Tomson modeli fizikada muhim rol o'ynadi. Ammo bu model uzoq yashamadi. Ingliz olimi Rezerford radioaktiv moddalardan chiquvchi α-zarrachalarni yupqa metall qatlamidan o'tganda sochilishini o'rganib, 1911 yilda atom tuzishining yangi modelini yaratdi. α- zarrachalar bilan ta'sirlashayotgan moddaning atom tuzilishini bilish uchun oldin α - zarrachaning o'zini tabiatini bilish kerak edi. SHuning uchun Rezerford α - zarrachaning zaryadini, massasini va tezligini aniqladi. Rezerford va Geyger radioaktiv moddadan chiqayotgan α-zarrachalarni Faradey tslindriga to'plab, elektrometr yordamida uning zaryadi musbat bo'lib, ikki elektron zaryadiga ($q = 2e$) teng ekanligini aniqladilar. α -zarrachalarni magnit maydonida og'ishiga qarab, uni massasi, 4 ta vodorod atomi massasiga, yaoni geliy atomining massasiga tengligini aniqlandi. Radioaktiv moddadan uchib chiqayotgan α-zarrachalarning tezligi 107m/s atrofida bo'lib, ular ancha katta kinetik energiyaga ega. Rezerford α-zarrachalar yo'liga kichkina yumaloq tirqishli to'siq qo'yib, tirqishdan chiqayotgan α-zarrachalar dastasini qalinligi 1 mkm ga yaqin bo'lgan oltin qatlami (folga) tomon yo'naltirdi. Rezerford tajribasining sxemasi 5.1-rasmda ko'rsatilgan. Oltin qatlamidan o'tgan α-zarrachalar nurlanuvchi (lyuminestsentsiyalanuvchi) ekran orqali yoki fotoqog'oz yordamida qayd qilinadi. Tajribadan shu narsa maolum bo'ldiki, α-zarrachalarning juda ko'p qismi oltin qatlamidan hech qanday to'siqqa uchramay o'tib ekranga borib tushaverar ekan. Lekin ayrim α-zarrachalarni oltin qatlamdan o'tishda 100, 150, 200 burchaklarga og'ishi kuzatiladi. Yana ham oz sondagi α-zarrachalar (taxminan 8000 dan bittasi) 900 dan katta bo'lgan burchakka ham og'ishi aniqlandi. Hatto (taxminan 20000 dan bittasini) oltin qatlamdan orqaga qaytgani ham qayd qilindi. 5.2-rasmda yadro kichkina sharcha shaklida tasvirlangan. α-



5.2-rasm

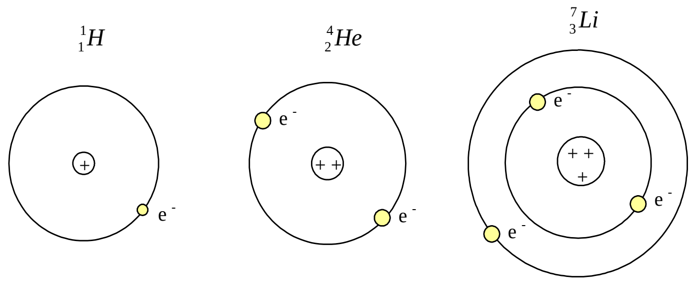
zarrachaning harakat yo'nalishi strelka bilan ko'rsatilgan, ℓ - α-zarrachaning dastlabki yo'nalishi bilan yadro orasidagi eng yaqin masofa, φ - α-zarrachaning burilish burchagi.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, α -zarrachaning burilish burchagi u bilan atom yadrosi orasidagi masofaga bog'liq. Rezerford bu masofani nishon masofasi deb atadi. Bu tajriba natijalaridan Rezerford quyidagi uchta xulosani chiqardi.

1. α - zarrachalarning ayrimlarini oltin qatlamidan o'tishda burilishiga oltin atomlari tarkibidagi musbat zaryadlar bilan o'zaro ta'siri asosiy sababchi bo'ladi.

2. α - zarrachalarning ko'p qismini hech qanday to'sqinlikka uchramay oltin qatlamdan o'tib ketishi, atom tarkibidagi musbat zaryadlar atom markazidagi juda ham kichik hajmli yadroga to'planganligini ko'rsatadi.

3. α -zarrachalarning oltin varog'idan orqaga qaytishi musbat zaryadli atom yadrosining massasi α-zarrachalarning massasidan bir necha marta katta ekanligini va atom massasini asosan shu kichik hajmli yadro tashkil qilishini ko'rsatadi.



5.3-rasm

Rezerford yuqoridagi xulosalari asosida atomning yadro modelini yaratdi. Bu modelga binoan atom markazida musbat zaryadli yadro joylashgan. Yadro bilan elektronlarning o'zaro ta'sirlashishi natijasida elektronlar yadro atrofida aylana shaklidagi orbitalar bo'ylab aylanadilar. Yadroga tortilish Kulon kuchlari markazga intilma kuch vazifasini bajaradi. Yadro atrofida aylanayotgan elektron uchun Nyutonning 2-qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\frac{ze \cdot e}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{m\upsilon^2}{r}$$

Bu erda υ - elektronning orbitadagi tezligi, r - orbita radiusi.

Elektronlarning umumiy zaryadi, yadroning umumiy musbat zaryadiga teng bo'lgani uchun atom yaxlit holda elektr zaryadiga ega emas. 5.3-rasmda Rezerfordning atom yadro modeli bo'yicha vodorod, geliy va litiy atomlarining tuzilishi sxematik tarzda tasvirlangan.

Rezerford tajribaga va atom yadro modeligi asoslanib yadro zaryadini va o'lchamini aniqlashga muvaffaq bo'ldi. Yadroning zaryadi elektron zaryadiga qarrali bo'lib,

$$Q=+Ze$$

ekanligi aniqlandi. Bu erda Z - elementning Mendeleev davriy sistemasidagi tartib raqami. Rezerford yana shu narsaga aniqlik kiritadiki, elementning davriy sistemadagi o'rni Mendeleev ko'rsatganidek, uning atom massasi bilan emas, balki yadro zaryadi bilan aniqlanar ekan. Rezerford ayrim elementlarning davriy sistemadagi o'rniga tuzatishlar kiritdi, yaoni ularning tartib raqamlarini o'zgartirdi.

Rezerford atom yadrosining o'lchamini qanday aniqlaganini ko'rib o'taylik. Masalan α-zarracha biror element atom yadrosiga markaziy urilsin. Aslida α-zarrachani yadro bilan to'qnashishi sodir bo'lmaydi, chunki α - zarracha yadroga qandaydir masofagacha yaqinlashib borib, so'ngra orqaga qaytadi. α-zarrachaning kinetik energiyasi qancha katta bo'lsa, u yadroga shuncha ko'proq yaqin boradi. Energiyaning saqlanish qonuniga binoan α-zarrachaningkinetik energiyasini yadro bilan Kulon o'zaro ta'sir potentsial energiyasiga tenglaymiz:

$$\frac{m_\alpha \upsilon^2}{2} = q_\alpha \frac{Ze}{4\pi\varepsilon_0 r_0} \tag{5.1}$$

α - zarrachaning tezligi $v \cong 10^7$ m/s, massasi $m_\alpha = 4m_N = 4 \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ kg, zaryadi $q_\alpha = 2 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Kl va oltin atomining davriy sistemadagi tartib raqami Z=79 ekanligini hisobga olib, (5.1) tenglikdan r_0 ni hisoblaymiz.

$$r_0 = \frac{q_\alpha Ze}{4\pi\varepsilon_0 m_\alpha \upsilon^2} \approx 3 \cdot 10^{-14}\,м$$

Topilgan r0 ning bu qiymati oltin va α-zarrachalarning yadro radiuslarining yig'indisiga qariyib teng. Yadroning bu o'lchami shartli bo'lib, u α -zarrachaning tezligiga bog'liq. Hozirgi zamon usullari bilan yadroning o'lchami 10^{-15}m atrofida ekanligi aniqlangan. Yadro fizikasida 10^{-15} m uzunlik 1 Fermi deb yuritiladi. Elektronning radiusi ham 1 Fermi atrofida ekanligini hisoblab topishimiz mumkin. Elektrostatikadan ma'lumki, φ-patentsialgacha zaryadlangan q zaryadli o'tkazgich energiyasi

$$E_0 = \frac{1}{2} q\varphi$$

formula bilan hisoblanadi.

Elektronni r0 radiusli sharcha deb olsak, uning energiyasi uchun

$$E_0 = \frac{1}{2} e \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r_0} \qquad (5.2)$$

formulani yozishimiz mumkin.

Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasiga binoan tinch turgan elektronning energiyasi

$$E_0 = m_0 e\ c_2 \qquad (5.3)$$

Bu erda m0e-elektronning tinchlikdagi massasi, Eo ning yuqoridagi ifodalarini bir-biriga tenglab, kattaliklarni son qiymatlarini qo'yib, elektronning radiusini hisoblaymiz:

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_0} = m_{0e} c^2$$

$$r_0 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_{0e} c^2} = \frac{(1{,}6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 4 \cdot 3{,}14 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-31} (3 \cdot 10^8)^2} \approx 2 \cdot 10^{-15}\,м$$

Yuqoridagi natijadan ko'rinib turibdiki, elektronning klassik radiusi ham yadro radiusiga yaqin ekan.

Yadroning o'lchami va massasini bilgan holda biz yadro moddasining zichligini hisoblashimiz mumkin. YAdroning massasi o'rniga atom massasini olsa ham bo'ladi, chunki elektronning massasi eng kichik atom-vodorod massasidan ham 1836 marta kichik. Maolumki, mn = 1.67.10-27kg bo'lgani uchun yadro zichligi uchun

$$\rho = \frac{m_.}{V} = \frac{m_.}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = \frac{3 \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-27}\,кг}{4 \cdot 3{,}14 (10^{-15})^3} \approx 0{,}6 \cdot 10^{18}\,\frac{кг}{м^3} \approx 10^9 \quad T / см^3$$

natijani olmiz.

Bunday zichlik hozirgacha fanda maolum bo'lgan eng katta zichlikdir.

Rezerfordning biz yuqorida ko'rib o'tgan atom yadro modelini ko'pincha atomning planetar modeli deb ham ataladi. Lekin bu juda qo'pol qiyoslashdir. CHunki, Quyosh va planetalar mexanik sistema bo'lsa, atom yadrosi va elektronlar elektrodinamik sistemadir. Quyosh va planetalar o'zaro gravitatsion maydon orqali tortishib tursa, elektronlar yadroga Kulon qonuni bilan aniqlanuvchi elektr maydoni kuchlari orqali tortishib turadi. YAdroga yaqin joylashgan elektronlar yadroning tortishish kuchini tashqi elektronlarga nisbatan kamaytirsa, Quyoshga yaqin planetalar Quyoshning tortishish kuchini tashqi planetalarga nisbatan kuchaytiradi. Bundan tashqari, atomdagi elektronlar bir-biriga mutlaqo o'xshash bo'lib, ular orasida o'zaro itarish kuchlari bor.

Rezerfordning atom nazariyasi ayrim element atomlari yadro zaryadini va macsasini aniqlab, ularning davriy sistemadagi o'rniga aniqlik kiritgani bilan atomning ko'p xossalarini tushuntirib berolmadi. Masalan, atom tashqi ta'sir tufayli ionlashishi, yaoni u chetki elektronini yo'qotib musbat ionga aylanishi va yana neytral atom holiga qaytishi mumkin. Bu jaraenni tushuntirishda Rezerford yadro modeli kuyidagi muammoga duch keldi.

Elektron yadro atrofida aylanar ekan, ma'lum tezlanishga ega bo'ladi, shuning uchun atomdan elektromagnit nurlanish chiqib turishi kerak. Natijada elektron orbitasining radiusi qisqara borib, u spiralsimon trektoriya bo'ylab aylanishi kerak. Atom oldin uzun to'lqin uzunlikdagi yorug'lik sochishi, spiralning radiusi qisqarib elektronning aylanish chastotasi ortishi natijasida atom sochayotgan yorug'likning to'lqin uzunligi uzluksiz qisqarib borishi kerak. Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, elektron qisqa vaqt ichida (~10-8 s) yadro ustiga tushib qolishi natijasida atom "buzilishi" kerak edi. Maolumki, bunday hol kuzatilmaydi, atom turg'unligicha qoladi. Atomdan sochilayotgan yorug'lik spektri ham uzluksiz bo'lmay, balki chiziqlidir. Masalan, gaz atomlari spektri ham chiziqlidir. Bunday chiziqli spektrga misol qilib vodorod atomi spektrini olish mumkin. Atomlar spektri nima sababdan chiziqli bo'lishini ham Rezerford atom yadro modeli tushuntirib berolmaydi. Demak, klassik mexanika va elektrodinamikaga asoslanib yaratilgan Rezerford atom nazariyasi atom ichida sodir bo'ladigan jarayonlarni tushuntirishga yaroqsiz ekan. SHundan keyin daniyalik nazariyotchi fizik Nils Bor, M. Plankning energiya kvanti haqidagi nazariyasini va tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektral seriyalarini o'rganib, atom tuzilishining yangi nazariyasini yaratdi.

Mavzu: Atom tuzilishi haqida klassik tasavvurlarini rivojlanishi. Rezeford tajribasi.

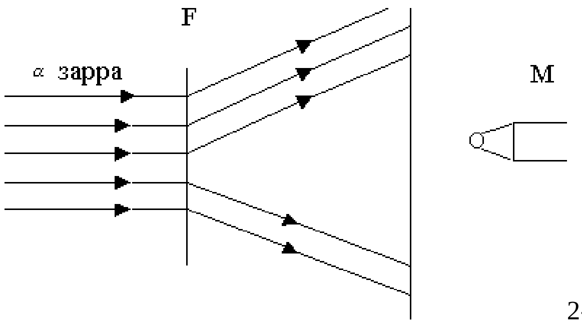
Reja:

1. **Tomson modeli.**
2. **Rezerford tajribalari.**
3. **Atomni Planetar modeli.**
4. **Vodorod atomi uchun seriyalar.**
5. **N. Bor posto'latlari.**

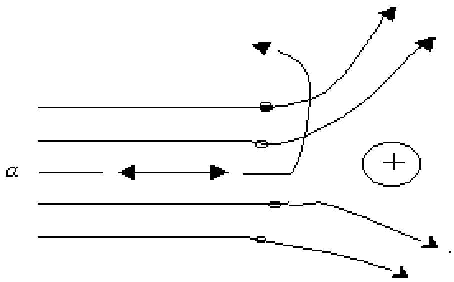
1.Qadimdan atom bo'linmas degan nazariya, Demokrit, Epikur zamondan ma'lum.

Lyokin XVIII asr boshlarida Lomonosov, Dalton, Lavuaze Atomni real ekanligini tajribalarda urgandilar. Hali atomni ichki tuzilishi haqida hech narsa ma'lum emas edi. XIX asrni 2-chi yarmidan keyin elektron borligi, uning hamma moddalar tarkibida bo'lishi atomni ichki tuzilishi to'g'risida bosh qotirishga olib keldi. Ko'pgina tajribalarga tayanib 1903 yil Tomson atom modelini tahlil qildi. Uning modeli buyicha R~10^{-10}m.radiusli sharda (+) zaryadlar tyokis taksimlangan va uning markazida elektron tebranib, muvozanatlashib turadi. Musbat zaryadning summasi manfiy zaryadning summasiga teng bo'ladi

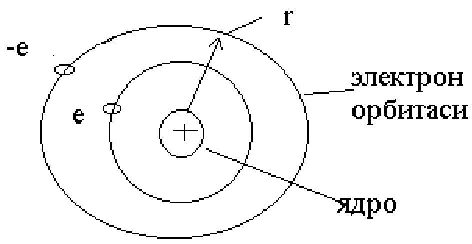
2..3.Keyinchalik atomda (+) zaryadni taqsimlanishi noto'g'ri ekanligi ma'lum bo'ldi. 1911 yillardan Rezerford olib borgan tajriba katta ahamiyatga ega bo'ldi. Radioaktiv elementlar chiqaradigan alfa zarralarni qalinligi 1mkm. bo'lgan oltin folgadan o'tkazdi. Shunda har 20 ming dona alfa zarradan bittasi orqaga (180^o) qaytgan. Alfa zarrani zaryadi +2e ga teng. Tezligi 10^7m/s., m-massa 7350 me ga teng.



2-rasm



3-rasm



4-rasm

Rezerford tajribalarini sxemasi 2-3-rasmda berilgan. Alfa zarralar F-folgadan utib E-ekran (lyuminessinsiyalanuvchi ekran) M-mikroskopdan kuzatiladi. Faqat kamdan-kam zarralar katta burchakga ogadi. Faqat (+) katta massali yadro bilan to'qnashgandagina shunday bo'lishi mumkin. Bu tajribalarga tayanib Rezerford atomni yadroviy planetar modelini taklif qildi (4-rasm). Unga ko'ra Ze musbat zaryadga ega yadro atrofida ($R=10^{-15}$-10^{-14} m. yadroni massasi deyarli atom massasiga teng) elektron qobiq hosil bo'ladi. Xuddi planetaga uxshab, Z-atomni Mendeleev jadvalidagi tartib nomeri. Rezerford hisobi ham kursatib berdi, elektron yadro atrofida r-radius buylab harakat qilsin, bunda kulon kuchi va markazdan qochma kuch rol uynaydi.

$$\frac{Ze\cdot e}{4\pi\varepsilon_0 r^2}=\frac{m_e v^2}{r}$$

(1) Z - yadrodagi protonlar sonini bildiradi.

m_e - Elektron massa v - tezligi r - orbita radiusi

Bu tenglamada r va v no'malum. Shuning uchun ularga juda ko'p qiymatlar to'g'ri keladi. Huddi shunday energiya ham ko'p qiymatli *r,□ ,Ye* uzluksiz ko'p. Atom spektri uzluksiz bo'lishi kerak. Agar uzluksiz bo'lsa (taxminan r=10-10m. □ =10^6m/s, □ ^{2}/r=1022m/s^2 tezlanish) elektrodinamikada bunday tezlanishdan uzluksiz yorug'lik spektori chiqadi. Tajribalar esa atomdan chiziqli spektor chiqishini kursatadi. Agar uzluksiz yorug'lik nurlansa elektron yadroga qulay tushishi kerak. Rezerford modeli klassik nuqtaiy nazarda tushintira olmadi. Yangi kvant holatlarni kiritish kerak bo'ldi.

4.Ayniqsa ayrim atom spektorlarini urganishda.

Masalan: Balmer tajribadan topgan vodorod uchun

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$ *n=3,4,5,... Bunda R=1,1*10⁷m⁻¹*

Ridberg doimiysi
yoki

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$ *$R=3,29*10^{15}c^{-1}$ Bolmer seriyasi deyiladi*

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$ *n=2,3,4,.. Layman seriyasi.*

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$ *n=4,5,.. Pashen seriyasi*

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$ umumiy formula bunda $n>m$ shart bajarilishi kerak.

5.Ushbu ziddiyatlarga barham berish maqsadida 1913 yil Nils Bor klassik fizikaga zid bo'lgan farazlarni ilgari surdi. Bo'lar Bor posto'latlari nomi bilan mashxurdir.

Birinchi posto'lat (turgun holatlar posto'lati)ning mohiyati quyidagidan iborat:

Atomning yetarlicha uzoq vaqt barqaror bo'ladigan ma'lum turgun holatlari mavjudki: bu holatlardagi atom energiyasining qiymatlari W_1, W_2, W_3 ,....W_n diskret qatorni tashkil etadi. Atom ana shu turgun holatlarga turgun orbitalar mos keladi. Turgun orbitalar buyicha harakatlanayotgan elektronlar normal tezlanishga ega bo'lsa ham elektromagnit to'lqin nurlantirmaydi.

Ikkinchi posto'lat (orbitalarni kvantlash qoidasi)ga asosan, turgun holatdagi atomda aylanma orbita buylab harakatlanayotgan elektronning impuls momenti

$L_n=m_e v r_n=nh$ (7.4)

Shartni qanoatlantiruvchi qiymatlarga ega bo'lishi lozim. Bunda m_e- elektronning massasi, v-elektronning orbita buylab harakatidagi chiziqli tezlik, r_n – orbita radiusi, $h=h/2□ =1,055□ 10^{-34}$ J□ s.

Uchinchi posto'lat (chastotalar qoidasi) ning ta'kidlashicha, atom energiya W_n bo'lgan bir turgun holatdan energiyasi W_m bo'lgan ikkinchi turgun holatga utganda energiyaning bitta kvanti chiqariladi yoki yutiladi. Bu kvantning chastotasi quyidagi

$$\omega = \frac{W_n - W_m}{h} \qquad (7.5)$$

munosabat aniqlanadi. $W_m<W_n$ shart bajarilsa, kvant nurlantiriladi, $W_m>W_n$ bo'lganda esa kvant yutiladi.

Vodorod atom uchun $n=1$ $Z=1$

$$r_1 = \frac{h^2 4\pi\varepsilon_0}{m_e e^2} = 0.528\cdot 10^{-10}\, м = a$$

Bu birinchi Bor radiusi deyiladi.

$$E_n = -\frac{1}{n^2}\cdot\frac{Z^2 m_e e^4}{8h^2\varepsilon_0^2} \qquad (n = 1,2,3,\ldots)$$

Energiya ruxsat etilgan qiymatlar uchun

Bundan esa yuqoridagi seriyalarni tushuntirsa bo'ladi.

Mavzu: Atom yadrosi tarkibi va asosiy harakteristikasi.Yadroviy kuchlar. Yadro massasi. Boglanish energiyasi.

Reja:

1. **Yadro tuzilishi.**
2. **Massa deffekti.**
3. **Boglanish energiyasi.**
4. **Solishtirma boglanish energiyasi.**
5. **Yadro kuchlarni tavsifi.**

1.Rezerford tajribalaridan keyin atom markazida (+) zaryadli yadro bo'lib uning ulchami 10^{-14}□ 10^{-15} m ga teng ekani aniqlandi. 1904 y Ivanenko yadroni (proton-neytron) modelini berdi. Unga ko'ra yadro tarkibida protonlar va neytronlar bo'lib nuklonlar deyiladi.

Proton va neytronni zaryadi va massasi quyidagicha:

R-proton (+) zaryadli, $m_p=1,67$□ 10^{-27} *kg 1836* m_e
n-neytron (0) zaryad $m_n=1,6749$□ 10^{-27} *kg 1839* m_e
Yadro tarkibida *A* - nuklonlar soni, *Ze* - zaryadi, *e* - proton zaryadi, *Z* - son elementlar jadvalidagi tartib nomeri.

Xozir jadvalda *Z=1* dan *Z=107* tagacha elementlar yadrosi ma’lum.

$z^A x$-yadro simvoli kurinishidir.

Yadroni zaryadi atomni xossalarini yuzaga keltiradi. Masalan: Elektronni joylashishi, boglanishi va xakozo. Ximiyaviy xossalari *(Z)* ti bir xil *A* si har xil moddalar izotoplar deyiladi. *2000* dan ortik yadro protoni mavjud. Yadro radiusi quyidagicha ifodalanadi:

$R=R_0A^{1/3}$ *(1)*

$R_0=(1,3$ □ $1,7)$□ 10^{-15} *m*

uni ulchami nuklonlar soniga bogliq – zichligi esa □ $=10^{17}$ kg/m^3 ga teng.

3.Yadro boglanishga ega.

Mass spektrometrlar bilan ulchangan qiymatlar shuni kursatadiki yadro massasi mya uni tashqil kilgan nuklonlar massasi yigindisidan kichik ekan. Nuklonda yadroga birlashganda uni bir qismi energiyaga aylangan. Ya’ni yadroni nuklonlarga ajratib yuborish uchun energiya kerak ekan. Bu energiyaga boglanish energisi deyiladi va quyidagicha ifodalanadi.

$E = [Zm_p+(A-Z)m_n-m_{ya}]c^2$ (2)

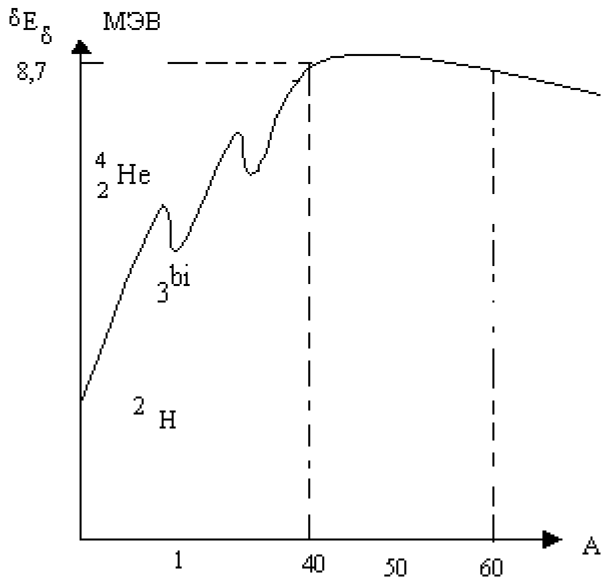
Bunda m_p, m_n, m_{ya} - proton, neytron, yadro massasi. 2.Kupincha m_{ya} urnida *m*-atom massa ishlatiladi. m_p urnida esa vodorod atom massasi (m_n) ishlatiladi. Unda $E = [Zm_n+(A-Z)m_n-m]c^2$ kurinishda yozish mumkin.

□ $M = [Zm_p+(A-Z)m_n-m_{ya}]$ massa diffekti deyiladi.

4.Ye urnida kupincha solishtirma boglanish energiyasi ishlatiladi. (□ *Ye*□) – yadroda har bir nuklonga to’g’ri kelgan energiyadir. A<12 yengil yadrolar uchun □ *Ye=6*□ *7 mev* ni tashqil qiladi.

Bu element yadrolari uchun har xil, sakrab uzgaradi (1-rasm). *50-60=A* elementlarida esa eng yuqori qiymatga erishadi. *A>60* element yadrolarida asta kamayib boradi.

Bunga sabab *A* oshgan sari yadroda protonlar soni oshadi natijada itarishish Kulon kuchi oshadi. Yadro kam mustaxkam holatiga uta boradi. *Z-U* magiya sonlariga to’g’ri kelgan 2, 8*20.88, 50, 82*126 yadrolar (protonlari shu sonlariga teng) stabil yadrolar deyiladi. 2^1He, $8^{16}O$, $20^{48}Ca$, $20^{48}Ca$, $82^{208}Pb$ –rasm elementlar yadrolari beradi.



1-rasm.

Umuman ogir shu element yadrolari bo’linishga, yengil element yadrolari birlashishga esa moyildir. Ikkala holda xam katta energiya chiqadi.

5.Yadro kuchlari kuchli ta’sirga kiradi, gravitatsiya, Elektr, magnit kuchlardan katta bo’ladi. Yadro kuchlari to’g’risida harakteristika:

1. Yadro kuchi, tortishish kuchi
2. Kam masofadan ta’sirlashadi 10^{-15} *m*
1. Zaryadga bogliq emas, Neytron+proton, proton-proton bo’lishi mumkin.
4. Tuyinish darajasiga ega (Masalan: boglangan energiya oshmaydi)
5. Nuklonlar spiniga bogliq
6. Markaziy kuch emas.

Tomchi modeli. 1936 yili Bor I.Frenkel yadroni tomchi modelini taklif kilgan. Suyo’qlik tomchisiga uxshatiladi. Suyo’qlik molekulalari o’rtasidagi ta’sir kuchlar, yadro nuklonlari ta’siriga uxshatildi. Tomchida massa, molekulalar oshgan sari uni zichligi uzgarmaydi. Yadroda xam nuklonlar soni oshgan sari boglanish energiyasi uzgarmay koladi. Bu model boglanish energiyani tushintiradi. Bo’linish yadro reaksiyani tushintiradi. Lyokin magiya yadrolarning

stabilligini tushintira olmadi. 1949-50 yillar AKSh olimlari Geppert-Mayer, Nemis olimi Iensen yadroni qobiqli modelini taklif qiladi.
Ya'ni yadroda nuklonlar diskret energiyasi qobiqlarda turadi. Unda Pauli prinsipini asosida nuklon qobiqlari tulgan yadrolar stabil bo'ladi deb magiya yadrolarini tushuntirdilar. Yadro spini magnit momenti va xakozo harakteristikalari kiritildi. Keyinchalik atom yadrolarining umumlashgan modeli ishlatiladi.

Mavzu: Radioaktivlik. Yadroviy nurlanishlar va ularni qayd qilish usullari.

Reja:

1. **Radiaktivlikni ochilishi.**
2. **a ,b ,g -nurlanishlarni xossalari.**
3. **Radiaktiv yemirilish qonuni.**
4. **Siljish koidasi.**
5. **Radiaktivlikni kayd qilish metodlari.**

1.Fransuz fizigi A.Bekkerel 1896 yil lyumenessensiya hodisasini uron tuzlarida kuzatish uchun tajriba kilayetganda no'malum nurlarni kuzatgan.
Bu nurlar metaldan utadi, xavoni ionlashtiradi, fotoplastinkaga ta'sir qiladi. Keyinchalik bu nurlarga kizikkan Mariya, Per Kyuriylar boshqa ogir elementlar xam, uron kabi Bekkerel topgan nurlar chiqarishini aniqladilar.
Masalan: Toriy, aktiniy, Poloniy va radiy elementlari urganildi. Shundan keyin bu nurlanishlarga ***radiaktivlik, radioaktiv*** nurlar nomi berildi. Bu nurlarga tashqi ta'sirlar, bosim, ximiyaviy birikishlar, temperatura ta'sir etmas ekan ya'ni radioaktivlik atomni Elektron kobigi bilan bogliq emas balki atom yadrosi bilan bogliq-degan xulosa kilinadi.
Xozirgi davrda atom yadrolar uz-uzidan (spantom) ravishda uzidan radioaktiv nurlar chikarib boshqa yadrolarga aylanar ekan. Bunga tabiiy radioaktivlik deyiladi. Ba'zi bir izotoplarda sun'iy radioaktivlik hosil kilinadi. Ularni o'rtasida katta farq yo'q. Radioaktiv nurlar 3 ta turga bo'linadi. □ *;* □ *;* □ - nurlar. Ularni xossalari tubandagicha.
□
□ **-nurlanish**: Elektr va magnit maydonida ogadi. Yuqori ionlashtiruvchi, kam singivchanlik xususiyatiga ega. Masalan: 0,05 mm alminiy qalinlikda butunlay yutiladi. □ - nur - geliy yadrosini oqimi deb karaladi. Zaryadi +2e ga teng massasi 2^4He-geliy yadrosi massasiga teng.
□ **-nurlanish:** Elektr, magnit maydonida ogadi uning ionlashtiruvchi xususiyati □ -nurnikidan kamroq, singuvchanlik xususiyati esa katta. 2 *mm* alyuminiy qalinlikka kirib boradi. □ -nurlanish tez Elektronlar dastasi deb karalidi. Elektronlarni oqimi singuvchanligi. $N=N_0e^{-□ x}$ qonunga buy sunadi. Bunda katlamga N_0 - kiruvchi N - chiquvchi Elektronlar soni M -yutilish koeffitsenti x – qalinlik.
□ **-nurlanish:** Elektr va magnit maydonida ogmaydi. Ionizatsiya qobiliyati kam. Sinuvchan, utuvchan qobiliyati kuchli. □ - nurlar juda qisqa □ $<10^{-10}m$ to'lqin uzunlikka ega. Elektr magnit to'lqin ekanligi, yoki kvant fotonlari ekanligi isbot kilingan.
3.Radioaktiv yemirilish qonuni: Radioaktiv yemirilish deganda yadro radioaktiv nurlanib boshqa yadroga aylanadi. Radioaktiv nur chikargan yadro "ona yadro", yangi esa "kiz yadro" deb ataladi. Radioaktivlik statistika qonunlariga buysunadi. *dN*-yemirilayetgan yadro soni bo'lib *dt* vaktda *N*- boshlangich yadrolar soniga va *dt* ga to'g'ri proporsional
dN= -□ *Ndt* (1)
□ - yemirilayetgan modda uchun radioaktivlik doimiysi deyiladi. (-) yadro soni kamayishini bildiradi.

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \qquad \int_{N_0}^{N}\frac{dN}{N} = -\lambda\int_0^t dt$$

$$\ln\frac{N}{N_0} = -\lambda t \qquad ёки \qquad N = N_0 l^{-\lambda t} \qquad (2)$$

hosil bo'ladi. N_0 boshlangich $t=0$ dagi yadrolar soni. N-$(t = t)$ dagi yemirilmagan yadrolar soni (2) formula radioaktivlik qonuni ifodasidir. Radioaktiv yemirilish intensivligi 2 ta kattalik bilan harakterlanadi. T_{y2}-yarim yemirilish davr
□ - o'rtacha yashash vakt. Bo'lardan (2) ni quyidagiga yezish mumkin.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 l^{-\lambda T_{1/2}} \qquad бундан \qquad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \qquad (3)$$

kelib chiqadi. *T*-sekundni milliondan bir bo'lagidan, tortib million yilgacha bo'lishi mumkin. Xisoblar shuni kursatadiki □ *=1/*□ - yadroni o'rtacha yashash vakti radioaktiv yemirilish doimiysiga teskari kattalik ekan.
A – aktivligi:
A=|*dN/dt*|=□ *N* (4)
bilan aniqlanadi.
A – 1 sekundda yemirilgan yadrolar soniga teng. SI da birligi Bekkerel *(Bk) 1 Bk = 1akt/1sek* 1 sekunda 1 aktivlik.
4.Radioaktivlik natijasida siljish koidasi bajariladi.

Masalan: □ - yemirilishda *X* yadrodan *u* yadro hosil bo’ladi.

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}y + 2^4He \quad \alpha $$ - reaksiyani yozish mumkin.

Bunda *Z*-tartib nomer 2 taga kamayadi.
□ - yemirilish uchun esa

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}y + {}^{0}_{1}e \quad \beta $$ - reaksiyani yozish mumkin.

Bunda *Z*-tartib nomer 1 taga oshadi.

X - ona yadro *Y* - kiz yadro 2^4He - geliy yadrosi $-{}^{0}_{1}e$ - Elektron
□ - yemirilishda yadro elementlar davriy sistemasini chap tamoniga, oldiga siljiydi.
□ - yemirilishda ung tamonga, element davriy sistemani oxiriga siljiydi.
Xozirgi davrda 200 dan ortik yadro □ - yemirilishga, ayniqsa (*A>200 Z>82*) ogir elementlar yadrolari □ - yemirilishga ega.
${}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He$ reaksiyani □ -yemirilishga eng tipik misol qilib olsa bo’ladi, bu texnikada ishlatiladigan uran bo’linish reaksiyasidir.
Bu yemirilishda □ - zarralar tezligi (1.4□ 2)10^7 *m/s*.
Energiyasi *Ye=(4□ 8,8)* MEV ni tashqil qiladi. □ - zarralar ingichka spektor hosil qiladi. Xar bir ingichka spektrga □ - zarralar gruppasi to’g’ri keladi. Bu esa yadroda xam energetik satxlar bor degan xulosaga olib keladi. (Atomda eletronlar uchun energetik satxlarga uxshash).
□ - yemirilishni tushuntirish ustida kup kiyinchiliklar bo’ldi. Chunki yadroda Elektron yo’q edi. Bu soxada shu davrni nazariyetchilari N.Bor, Pauli, E.Fermi shunday xulosaga keldilar. Yadroda neytron, proton va Elektronga ajraladi va antineytrino chiqadi ya’ni yadroda Elektron "tutiladi" ${}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}P + {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{0}\nu_e$ reaksiya to’g’ri bo’ladi.
${}^{1}_{0}n$ - neytron, ${}^{1}_{0}P$ -proton, ${}^{0}_{-1}e$ - Elektron, ${}^{0}_{0}\nu_e$ -antineytrino. Bu nazariya 1950 yillar tajribada tasdiklandi ya’ni erkin neytrondan yuqoridagi zarralar paydo bo’ladi va □ -nurlanish ruy beradi.
□ - yemirilish uzi mustakil emas.
□ *;* □ - yemirilish vaktida □ - fotonlar paydo bo’ladi.

5.Radioaktiv zarralarni quyidagi metodlar bilan kayd kilinadi.

1. Ssintillyatsiya schetchigi fluaresseyalanuvchi ekranga tez zarralar tushganda chaknash hosil qiladi. (kristallofosfor)dan foydalanish mumkin. Xamma turdagi zarralarni 10^{-10}S ajratish qobiliyati bilan sanash mumkin.
2. Impulsli ionizatsiya kamerasi. Tez zarralar kameradagi gazni ionzatsiya qiladi. Unda kondensator ionlar zaryadini yigadi. Shu prinsipda ishlaydi.
3. Gaz razryadli schetchik. Geyter-Mgaller schetchigi.
4. Vilson kamerasi.
5. Pufakli kamera
6. Diffuziya kamerasi.
7. Yarim o’tkazgichli schetchik.

MA’RUZA. OLAMNING HOZIRGI ZAMON FIZIK TASAVVURI
(Elementar zarralar fizikasi elementlari)

Reja:

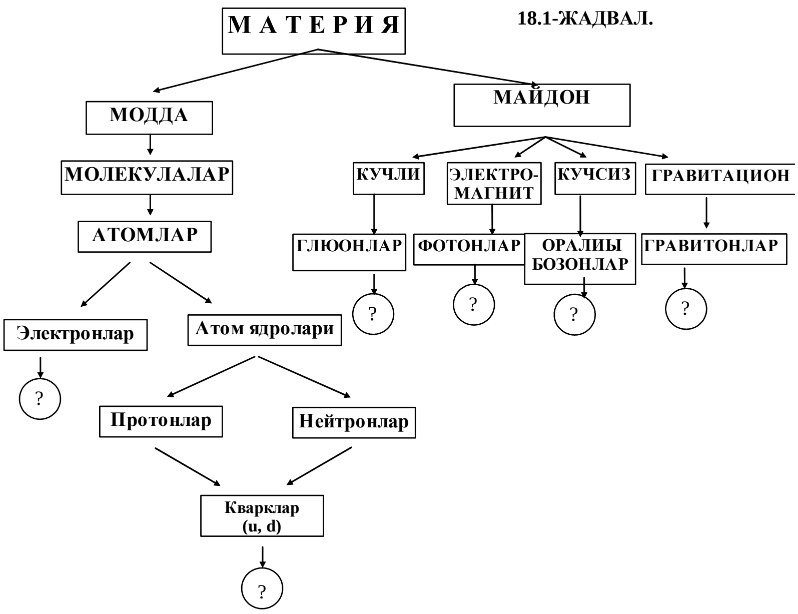
1. Modda va maydon. Moddaning atom-molekulyar tuzilishi, atom yadrosi, kvarklar.
2. Elementar zarralar (maydon kvantlari, leptonlar, adronlar) va ularning bir-biriga aylanishi.
3. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o’zaro ta’sirlar.
4. Bosqichma-bosqich o’zaro ta’sirlashish. Materiyaning yagona nazariyasi haqida.
5. Olamning fizik tasavvuri falsafiy kategoriya sifatida.

Tayanch so’z va iboralar: *tabiat, materiya, modda, fizik maydon, molekula, atom, elektron, atom yadrosi, proton, neytron, nuklon, kvarklar, elementar zarralar: maydon kvantlari, leptonlar, adronlar; mezonlar, barionlar, giperonlar; fundamental zarralar, fundamental щzaro taosirlar: kuchli, elektromagnit, kuchsiz, gravitasion; antizarralar, annigilyasiya, rezonanslar, elektrokuchsiz, buyuk birlashuv, kengaytirilgan supergravitasion o’zaro ta’sirlar.*

1. Modda va maydon. Moddaning atom - molekulyar tuzilishi, atom yadrosi, kvarklar

Oliy texnika o’quv yurtlarida “Fizika kursi”ni o’qitishning eng muhim vazifalaridan biri bo’lg’usi injener, mexanik va boshqa ixtisos bakalavrlarida olamning hozirgi zamon fizik manzarasini shakllantirishdir.

Bizni o’rab olgan moddiy olam - tabiat bizning ongimizga bog’liq bo’lmagan oboektiv borliq, real mavjudot - materiyadan tashkil topgan. Materiya ikki turda - modda va maydon ko’rinishlarida yashaydi. Modda tinchlikdagi massaga ega bo’lgan materiya turi bo’lib, oxir-oqibatda tinchlikdagi massasi nolga teng bo’lmagan elementar zarralar (elektron, proton va neytronlar) yig’indisiga keltiriladi. Fizik maydonlar materiyaning maxsus shakli bo’lib, erkinlik daraja soni cheksiz fizik sistemadir. Tabiatda to’rt xil fizik



18.1-ЖАДВАЛ.

maydon mavjud: gravitatsion, elektromagnit, yadroviy va kuchsiz o'zaro ta'sir maydonlari. Maydonlar zarralar o'zaro ta'sirini uzatuvchi fazoning maxsus uyg'ongan holatigina bo'lib qolmasdan, ularni vujudga keltirgan zarralardan mustaqil holda ham mavjud bo'la oladi (masalan, elektromagnit to'lqinlar). Tajribalar ko'rsatadiki, maydon energiyasi va impulsi diskret o'zgaradi, yaoni har bir fizik maydonga maolum elementar zarralar - maydon kvantlari mos keladi (masalan, elektromagnit maydonga - fotonlar, yadroviy maydonga - π, K- mezonlar va glyuonlar, gravitatsion maydonga - gravitonlar, kuchsiz o'zaro ta'sir maydoniga - W± va Zo oraliq bozonlar).

Modda atom va molekulalardan tashkil topgan. Ular mikrodunyoning (xarakterli chegarasi 10^{-18}m< R<10^{-10} m) eng yirik vakillaridir. Atomlar yanada maydaroq oboektlar-elektronlar (R_e~10^{-18} m) va atom yadrolari (R_{ya}~10^{-14}m) dan tashkil topgan. Atom yadrolari o'z navbatida protonlar va neytronlar (nuklonlar)dan tuzilgan. Nuklonlar ham tarkibiy qismi murakkab bo'lgan elementar zarralar bo'lib, kvarklar deb ataluvchi "haqiqiy elementar" zarralardan qurilgan. Elektronlar va kvarklar boshqa yanada maydaroq va elementarroq oboektga keltirilmaydigan "fundamental zarralar" dir (18.1-Jadval).

Kvarklar "xushbo'ylik" kvant soni bo'yicha farqlanuvchi 6 turga bo'linadi va ular 3 ta dubletni tashkil etadi: (u, d), (c, s), (t, b). Har bir turdagi kvarklar "rang" kvant soniga ko'ra yana 3 xil navga bo'linadi. Spunday qilib, kvarklarning umumiy soni 18 ga etadi. Bundan tashqari 18 ta "antikvarklar" ham mavjud - jami bunday zarralar soni 36 ta. Barcha adronlar (mezonlar va barionlar) kvarklardan qurilgan. Har bir M mezon bitta kvark q va bitta antikvark, har bir barion V esa 3 ta kvark q dan tashkil topgan:

$$M = q\tilde{q}, \qquad V = qqq. \tag{18.1}$$

Kvarklar "kvantoviy bo'yalgan" ("qizil", "yashil", "havo rang") mikrooboektlar, ularning elektr zaryadi $\pm\frac{1}{3}e,\ \pm\frac{2}{3}e$ (e-elektron zaryadi), spini esa $\frac{h}{2}$ (ya'ni fermion) bo'lib, erkin holatda mavjud emas, balki "kvantoviy rangsiz" zarralar - adronlar tarkibiga kiradi. Yuqori energiyali elektronlar bilan proton va neytronlarni bombardimon qilish ("partonlar"-kvarklar aniqlandi) hamda elektronlar va pozitronlar dastalarining ro'paradan to'qnashish tajribalari "kvarklar modeli" ni bevosita tasdiqladi.

Hozirgi kunda fiziklarga 400 ga yaqin asosan turg'un bo'lmagan elementar zarralar maolum. Ular qatnashadigan barcha jarayonlarda asosan uch turdagi fundamental o'zaro ta'sir (va demak ularga mos maydonlar) namoyon bo'ladi. Kuchli o'zaro ta'sir kvarklardan tashkil topgan murakkab elementar zarralar - adronlar (mezonlar, barionlar, giperonlar) o'rtasida amalga oshadi. Uni ko'pincha yadroviy o'zaro ta'sir deb ham yuritiladi. Yadroviy kuchlar atom yadrolarining mustahkam turg'unligini taominlaydi. Elektromagnit o'zaro ta'sir barcha elektr jihatdan zaryadlangan zarralarga (elektron, proton, pionlar va boshqalar) xarakterli bo'lib, xususan, atom va molekulalarni shakllanishiga olib keladi.

Kuchsiz o'zaro ta'sir barcha elementar zarralarga xos va, masalan, ularning ko'pchiligini parchalanishiga - turg'unsizligiga sabab bo'ladi. To'rtinchi tur fundamental o'zaro ta'sir - gravitatsion o'zaro ta'sir har qanday zarralar va jismlar o'rtasida mavjud bo'lsada, biroq elementar zarralar uchun gravitatsion kuchlar shu darajada kichikki, ularni odatda hisobga olmaydilar.

Fundamental o'zaro ta'sirlarning hammasi almashinuv xarakteriga ega. Buning maonosi shuki, har qanday ixtiyoriy ikki zarraning o'zaro ta'sirlashuv elementar akti ular o'rtasida o'zaro ta'sir tashuvchisi (maydon kvanti) bo'lgan uchinchi bir zarrani almashinish tufayli yuzaga chiqadi. O'zaro ta'sir maydonlarining kvantlari "haqiqiy elementar" - fundamental zarralardir (glyuonlar, foton, oraliq bozonlar va graviton).

Shunday qilib, materiyaning har ikki ko'rinishi ham - modda va maydon diskret (kvantlashgan) strukturaga egadir.

2. Elementar zarralar (maydon kvantlari, leptonlar, adronlar) va ularning bir-biriga aylanishi

Zamonaviy tezlatkichlarda zarralarni yuqori energiyalargacha tezlatish imkoniyati elementar zarralarni o'rganishga keng sharoitlar yaratib berdi. Xususan, antiproton va antineytronlarni kashf etilishi sinxrofazotronda yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog'liq. Umuman, 1932 yilda elektronning antizarrasi pozitron kuzatilgandan so'ng, barcha elementar zarralarni antizarralari ham bo'lishi lozim, degan fikr fizikada mustahkam o'rin oldi.

Lekin antiproton 23 yildan so'ng, ya'ni 1955 yilda Chemberlen, Segre, Vigand va Ipsilantis amalga oshirgan tajribada qayd qilindi. Ular 6,3 GeV gacha tezlatilgan protonlar bilan mis nishonni nurlatdilar. Bunda yuqori energiyali proton mis yadrosining tarkibidagi biror nuklon bilan ta'sirlashadi va quyidagi reaksiyalardan biri amalga oshadi:

$$r + r \rightarrow r + r + r + \tilde{p}$$

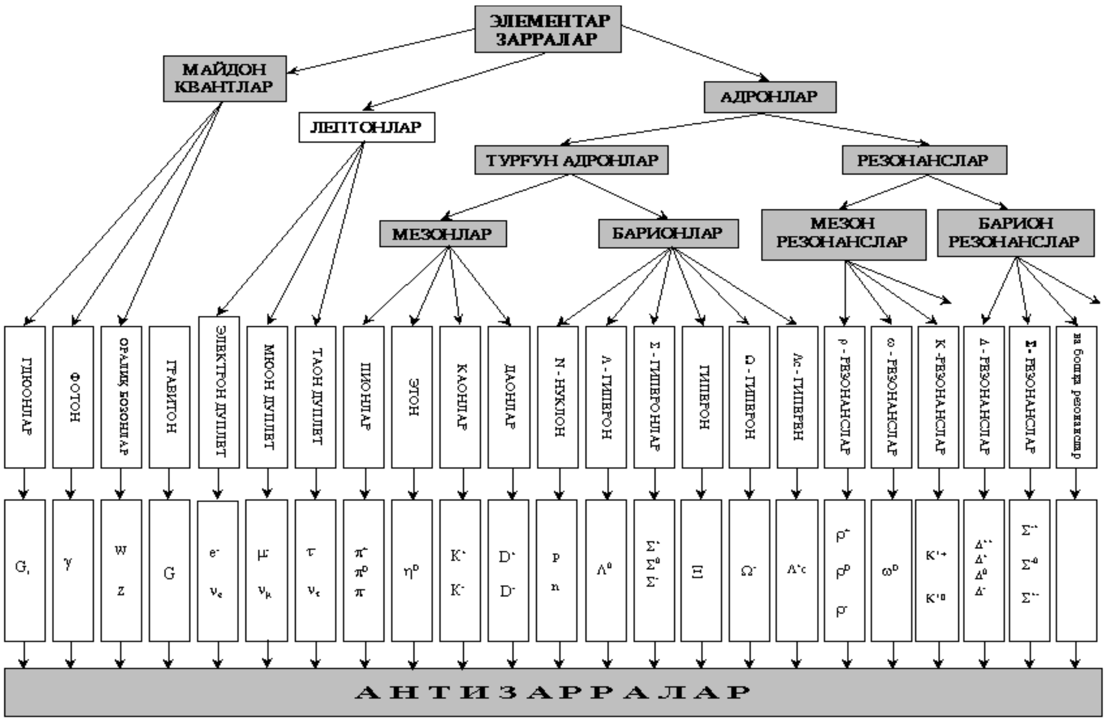
yoki

$$r + n \rightarrow r + n + r + \tilde{p}\ \text{-.}$$

Antiprotonning elektr zaryadi manfiy, xususiy magnit mamenti mexanik momentga teskari yo'nalgan. Xuddi elektron va pozitron kabi proton va antiproton o'zaro annigilyatsiyalanadi. Antiproton neytron bilan to'qnashganda ham annigilyatsiyalanishi mumkin.

Bir yildan so'ng, yaoni 1956 yilda (Kork va Lambertson) antineytron kashf qilindi. Antineytronning xususiy magnit momentining yo'nalishi mexanik momentning yo'nalishi bilan bir xil. U proton yoki neytron bilan to'qnashganda annigilyatsiyalanishi mumkin.

Keyinchalik (1965÷1966 y.) eng oddiy yadrolar – deyteriy va tritiylarning antiyadrolari antideyteriy va antitritiylar kuzatildi.



18.2- jadval

Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, π^0, η - mezonlar, $I\,/\,\Psi$ - va T-zarralardan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlangan. Antizarrani balgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga to'lqinli chiziqcha qo'yiladi. 18.2-jadvalda elementar zarralar va ularning antizarralari keltirilgan.

Jadvaldan ko'rinishicha, barcha zarralar to'rt gruppa shaklida joylashtirilgan. Birinchi gruppaga o'zining xususiyatlari bilan boshqa zarralardan ajralib turadigan maydon kvantlari — glyuonlar, foton, oraliq bazonlar va gravitonlar kiradi. Leptonlar gruppasi massalari 207 elektron massasidan kichik bo'lgan engil zarralardan tashkil topgan. Mezonlar gruppasiga kirgan zarralarning massalari esa leptonlardan og'irroq, lekin barionlar gruppasidagi zarralardan engilroq. Shuning uchun ularni o'rta massali zarralar gruppasi desa ham bo'ladi. Mezonlar va barionlar birgalikda umumiy nom bilan adronlar (kuchli ta'sirlashuvchi zarralar) deb nomlanadi.

Zarralarni gruppalarga ajratishda ularning faqat massalari emas, balki boshqa xususiyatlari ham eotiborga olingan. Masalan, leptonlar va barionlarning spinlari 1/2 ga (omega – giperonning spini 3/2 ga teng),mezonlarniki 0 ga, fotonniki esa 1 ga teng. Zarralar yana bir xususiyati bilan bir– biridan farqlanadi. Bu xususiyat – zarralar orasidagi ta'sir xarakteridir. O'zaro ta'sirning to'rt turi mavjudligini yuqorida ko'rsatib o'tdik. Barionlar va mezonlar gruppalariga oid zarralarda kuchli o'zaro ta'sir namoyon bo'ladi. Baozi zarralar bir vaqtning o'zida bir necha o'zaro ta'sirda qatnashish qobilyatiga ega. Masalan, proton boshqa zarralar bilan kuchli, elektromagnit, kuchsiz o'zaro ta'sirlarda bo'la oladi.

Keyingi yillarda kuchli o'zaro ta'sirda qatnashadigan zarralar oilasi rezonanslar deb ataladigan zarralarning katta gruppasi bilan to'ldi. Rezonanslarning yashash davomiyligi ($10^{-22}\div10^{-23}$) s chamasida. Birinchi marta rezonanslarni 1952 yilda E. Fermi pi – mezonlarning protonlarda sochilishini tekshirish jarayonida kuzatgan. Mazkur tajribada π – mezonlarning sochilish extimolligini ularning energiyasiga bog'liqligini ifodalovchi grafikda keskin maksimum kuzatildi. Bu maksimum xuddi mayatnikning majburiy tebranishida yuz beradigan rezonans hodisasidagi maksimumga o'xshaydi. Kashf etilgan zarrani rezonans deb atalishi ana shundan kelib chiqqan. Umuman, rezonansni zarra yoki pi — mezonning nuklonga "yopishgan" holati deb talqin qilish hozircha xal qilinmagan. Balki, nihoyat qisqa vaqtlar davomiyligida (rezonans uchun $\tau \approx 10^{-22}\div10^{-23}$s) zarra va pi – mezonning nuklonga "yopishgan" holati tushunchalarining farqi yo'qdir.

Biroq kashf qilingan rezonanslar soni anchagina bo'lib qoldi va ularni qo'shib hisoblaganda elementar zarralar soni uch yuz ellikdan ortib ketdi. Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan, ma'lum bo'lgan boshqa zarralardan tashkil topmagan zarrani elementar deb atash mumkin, holos. Masalan, vodorod atomi proton va elektrondan iborat. Shuning uchun uni elementar zarra deb bo'lmaydi. Balki vadorod atomi elementar zarralardan tashkil topgan sistemadir. Neytron – chi? Neytron

$$n \rightarrow p + e^{-} + \tilde{\nu}_e$$

sxema bo'yicha emiriladi, lekin u proton, elektron va antineytrinodan iborat sistema emas, bu zarralar neytron emirilayotgan lahzada vujudga keladi (xuddi yadroning uyg'ongan holatidan asosiy holatga o'tishida foton hosil bo'lganidek). Shuning uchun hozirgi tasavvurlarga asosan neytron elementar zarradir. Biroq shunga qaramay, olimlar maoum elementar zarralardan ham elementarroq zarralar mavjud emasmikanq – degan savolga javob qidirmoqdalar.

Ba'zi nazariyotchi fiziklarning fikricha, tabiatda xali kashf qilinmagan zarralar mavjudki, bu zarralardan hozircha elementar deb atalayotgan zarralar tashkil topgandir.

Har bir elementar zarra uning o'ziga xos o'zaro ta'sirlardan tashqari bir qator fizik xarakteristikalarga ega bo'lib, ularga mos fizik kattaliklarning qiymatlari diskret-kvantlashgandir (saqlanish qonunlari mavjud):

a) umumiy xarakteristikalar: massa m, yashash vaqti τ, spin Sz, elektr zaryad q;

b) "ichki kvant sonlar": lepton zaryad L, barion zaryad V, "g'alatilik" S, "maftunkorlik" S, "go'zallik" v, izotopik spin I, ichki juftlik R.

Elementar zarralarning eng muhim xususiyatlaridan biri shuki, ular tug'ilishi va yo'qolishi hamda bir-birlariga aylanishlari mumkin. Shuni alohida takidlash joizki, yangi hosil bo'ladigan zarrachalar dastlabki zarrachalar tarkibida mavjud bo'lmasdan, balki ularning bevosita to'qnashish (sochilish) yoki emirilish jarayonlarida tug'iladi.

Masalan, "annigilyatsiya" - $e^{-} + e^{+} \rightarrow 2\gamma$,

"qayta zaryadlanish" - $\tilde{p} + r \rightarrow \tilde{n} + n$,

"emirilish" -

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu, \qquad \mu^{+} \rightarrow e^{+} + \tilde{\nu}_\mu \ (\tau \sim 10^{-6} \text{ c}),$$

$$\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_\mu, \qquad \pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \tilde{\nu}_\mu \ (\tau \sim 10^{-8} \text{ c})$$

Elementar zarralarning aynan bir-birlariga aylanish jarayonlarida ilgari maolum bo'lmagan zarrachalarning ochilish ehtimolligi eng yuqoridir. Buning uchun oldindan maolum turg'un zarralarni mumkin qadar yuqori energiyada bir-birlari bilan to'qnashtiradilar. So'ngra bunda kechadigan reaksiya mahsulotlari va hosil bo'lgan yangi zarrachalarni emirilish fragmentlari tadqiq etiladi. Masalan,

$$\pi^{-} + p \rightarrow K^{+} + \Sigma^{-},$$
$$p + p \rightarrow K^{+} + \Lambda^{o} + p$$

reaksiyalarda "g'alati" zarralar: K^{+} - mezon, Σ^{-} va Λ^{o} - giperonlar kashf qilingan.

3. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sirlar

Yuqorida qayd qilinganidek, tabiatda printsipial farqlanadigan 4 xil fundamental o'zaro ta'sirlar mavjud: kuchli (S), elektromagnit (E), kuchsiz (W) va gravitatsion (G). Ular bir-biridan o'zaro ta'sir intensivlik (doimiylik)lari αi, ta'sir radiuslari Ri va xarakterli vaqtlari τi hamda simmetriya xossalari bilan farqlanadilar.

Tajribalar ko'rsatadiki,

$$\alpha_S \sim 1, \quad \alpha_E \sim 10^{-2}, \quad \alpha_W \sim 10^{-10}, \quad \alpha_G \sim 10^{-38}, \tag{18.2}$$

$$R_S \sim 10^{-15} \text{ m}, \quad R_E = \infty, \quad R_W \sim 10^{-18} \text{ m}, \quad R_G = \infty, \tag{18.3}$$

$$\tau_S \sim 10^{-23} \text{ c}, \quad \tau_E \sim 10^{-20}, \quad \tau_W \sim 10^{-13} \text{ c}, \quad \tau_G = ? \tag{18.4}$$

Kuchli o'zaro ta'sir. Elementar zarralarning kuchli o'zaro ta'siri o'ziga xos o'lchamsiz doimiy bilan xarakterlanadi:

$$\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi\hbar c} \approx 15, \tag{18.5}$$

bunda g - kuchli o'zaro ta'sir "zaryadi" (mezon zaryadi). Kuchli ta'sirning asosiy xossalari:

a) ta'sir radiusi juda kichik

b) yadrolar barqarorligini ta'minlaydi

v) universal emas

g) eng yuqori simmetriyaga ega

d) yadroda nuklonlar π^{o}, $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ kabi mezonlar almashinish tufayli bog'lanadi, kvarklar esa glyuonlar almashinadi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir. Elektromagnit kuchlar nisbatan yaxshiroq o'rganilgan. Zarralarning o'zaro elektromagnit ta'sirlashuv kuchi kuchli o'zaro ta'sirga qaraganda ancha ojiz, boshqa kuchlarga nisbatan esa o'ta kuchlidir. Elektromagnit kuchlarining taocir doirasi 10^{-12} sm dan tortib kosmik masofalargacha davom etadi. Ko'pchilik fizikaviy hodisalar: atomlar va molekulalar tuzilishi, kristallar, ximiyaviy reaksiyalar, jismlarning termik va mexanikaviy xususiyatlari, radioto'lqinlar, quyosh va yulduzlarning nurlanishi va hokazo hodisalar elektromagnit kuchlarining ta'sir doirasiga kiradilar.

Elektromagnit o'zaro ta'sir har xil zarralarda har xil shiddat bilan namoyon bo'ladi. Elektr zaryadiga ega bo'lgan zarralarda eng katta elektromagnit o'zaro ta'sir kuchlari vujudga keladi. Massasi va spini nolga teng bo'lmagan zaryadsiz zarralar o'zaro kuchsizroq elektromagnit ta'sirda bo'ladilar. Eng kuchsiz elektromagnit o'zaro ta'sirga neytral, spinsiz zarralar, masalan neytral pi-mezon egadir. Zarralardan neytrino elektromagnit ta'sirni deyarli sezmaydi.

Elektromagnit o'zaro ta'sirni nozik tuzilish doimiysi deb ataluvchi o'lchamsiz kattalik xarakterlaydi:

$$\alpha = \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137} \tag{18.6}$$

Elektromagnit o'zaro ta'sir zarralarning o'zidan foton chiqarib va yutib turishi jarayonida hosil bo'ladi deb tushuntiriladi. Bunday jarayon ham virtual, yaoni kuzatib bo'lmaydigan jarayondir.

Kuchsiz o'zaro ta'sir. Agar tabiatda kuchsiz o'zaro ta'sir bo'lmasa, zarralardan faqat neytrino bo'lmas edi. Yadrolar, atomlar, molekulalar, kristallar mavjud bo'laverardi. Faqat barqaror zarralar soni va binobarin, atomlar va materiyaning tuzilish shakllari ancha ko'p bo'lardi. Kuchsiz o'zaro ta'sirning mavjudligi baozi bir zarrralarni va natijada jismlarning baozi tuzilish shakllarini barqaror qiladi. Shunday qilib, kuchsiz o'zaro ta'sir ko'proq zarralarning parchalanishi bo'yicha "mutaxassisdir". Masalan, myu-mezonlar, zaryadli pi-mezonlar, neytron va boshqa bir guruh og'ir zarralarning parchalanishi faqat kuchsiz o'zaro ta'sir orqaligina ro'y beradi. Kuchsiz o'zaro ta'sir jarayonlarining bunchalik xilma-xilligiga qaramasdan ularning hammasi uchun doimiy bitta:

$$\left(\frac{G}{hc}\right)^2 \left(\frac{-h}{mc}\right)^{-4} \approx 5 \cdot 10^{-14} \tag{18.7}$$

$\frac{h}{mc}$ - parchalanuvchi zarraning kompton to'lqin uzunligi, G - parchalanish jarayoni uchun bog'lanish doimiysi. Kuchsiz o'zaro ta'sir doirasining radiusi eng qisqa bo'lib, taxminan 10^{-13} sm ga teng. Kuchsiz o'zaro ta'sirni tashuvchi zarralar $W^{\pm}$ va Z^{o} oraliq bozonlardir. Kuchsiz o'zaro ta'sir kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirlarga qaraganda kamroq simmetriyaga ega, yaoni kuchsiz o'zaro ta'sirlarda saqlanish qonunlari ko'proq buziladi.

Gravitatsion o'zaro ta'sir. Gravitatsion o'zaro ta'sir ko'rib o'tilgan o'zaro ta'sirlar ichida eng zaifidir. Tabiatda mavjud to'rtta o'zaro ta'sirlar ichida zarralarning o'zaro gravitatsiya ta'siri uni xarakterlovchi vaqtning juda kattaligi ($\sim 10^{17}$ sek) va unga xos ta'sir kuchining juda kichikligi (10^{-38}) sababli hozirgacha elementar zarralar nazariyasida deyarli eotiborga olinmaydi.

Gravitatsion o'zaro ta'sir o'zining uchta muhim xususiyati - cheksiz katta ta'sir doirasiga egaligi, absolyut universalligi va har qanday ikki massa o'rtasidagi ta'sir kuchi ishorasining bir xilligiga asosan butun Koinotda, astronomik masshtablarda asosiy rol o'ynaydi. Uchinchi xususiyatiga asosan gravitatsion o'zaro ta'sir kuchi shu ta'sirdagi jismlarning massalari ortishi bilan tez ortadi.

Shu sababli elementar zarralar nazariyasining oxirgi yutuqlari gravitatsion o'zaro ta'sir katta energiyalik zarralar olamida munosib o'ringa ega bo'lishi mumkinligini ko'rsatdi. Haqiqatdan yuqori energiyagacha tezlatilgan zarralarning relyativistik massasi ortishi bilan gravitatsion o'zaro ta'sir sezilarli bo'ladi. Elektromagnit maydonga qiyos qilib gravitatsion o'zaro ta'sir gravitonlar deb ataluvchi zarralar vositasida vujudga keladi deb hisoblanadi. Har qanday jism, zarralar o'zidan gravitonlar chiqarib turadi. Gravitonning harakatsiz holdagi massasi 10^{-39} - 10^{-42} Mev ga, yaoni deyarli nolga teng, harakat tezligi yorug'lik tezligidan biroz kam, spini ikkiga teng. Gravitonning to'lqin uzunligi 10^{28} sm. Bu kattalik koinotning radiusiga teng keladi.

Gravitatsion o'zaro ta'sirni xarakterlovchi vaqtning va gravitonlar to'lqin uzunligining cheksiz kattaligi bu ta'sirning butun Olam bo'ylab deyarli so'nmasdan tarqalishiga sabab bo'ladi. SHunday qilib gravitatsiya maydoni bilan o'zaro ta'sirda bo'ladigan har qanday zarra uchun gravitonlar har doim realdir. Real gravitonsiz hech qanday holatning bo'lishi mumkin emas. Bu fikr har qanday o'zaro ta'sirda ham ishirok qiluvchi gravitatsiya maydoni universial ekanligini ko'rsatadi.

Darslik va o'quv qo'llanmalar ro'yxati

Asosiy

1. И.В. Савельев . Умумий физика курси. Москва. : Астрель. 2004.
2. Д.В. Сивухин. Умумий физика курси. Москва. : физ. мат. лит. 2002.
3. А.А. Грибов, Н.И. Прокофьева. "Основны физики". М. Гордарина. 1998.
4. М.Исмоилов, П. Хабибуллаев, М. Халилун. «Физика курси». Т. Ўзбекистон. 2000.
5. В.С. Волькенштейн. Умумий физика курсидан масалалар тўплами. 2001.
Санкт-Петрбурк. "Книжный мир".
6. И. Бўрибоев, Р. Каримов. Электр ва магнетизмдан физпрактикум.
Университет. Т. 2002й.

Qo'shimcha adabiyotlar:

7 С.П. Стрелков. Механика. Тошкент.: Ўқитувчи. 1977.

8 А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекуляр физика. Тошкент. Ўқитувчи. 1978.

9. Э.Г. Калашников. Электр. Тошкент.: Ўқитувчи. 1979.

10. Г.С. Лансберг. Оптика. Тошкент.: Ўқитувчи, 1981.

11. И.А. Радченко. Молекулярная физика. Москва.: Наука, 1982.

12. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов Электростатика. Т., Университет. 1993.

13. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов. Қўзғалмас зарядлар, электр майдонидаги ўтказгичлар ва диэлектириклар. Т. Университет.1994.

14. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов. Ўзгармас электр токи ва унинг магнит майдони. Моддаларнинг магнит хоссалари. Т. Университет. 1996.

15. М.А. Магрупов, М.М Русак, Б.Ж. Юсупов. Механика. Молекуляр физика ва термодинамика асослари. Т. Университет 1996
16. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов. Электромагнит индукция, электр ва магнит майдонларида зарядланган зарраларнинг ҳаракати, электромагнит тебранишлар. Т. Университет.2002.
17. Б.Д. Юсупов. Fizika fanini o'qitish jarayonida zamonaviy ta'lim metodlarini qo'llash. Методик кўрсатма. Т. Университет. 2005.
18. Parpiyev K. Abdubokiyev O'., Shukurov U. Mexanika va molekulyar fizikadan praktikum. Toshkent. «O'qituvchi» 1978.
19. Parpiyev K., Otajonov Sh., Mamatisaov D., Ortiqov A. Umumiy fizikadan praktikum. Andijon 2003.
20. ELEKTR (uslubiy qo'llanma). Т. Университет. 2010
19. Анимацион ролик(http:www.upscale.utorouto.ca. ва html,http:tical ua.es)
20. Физика "Physicon".
21. "Phusics onlian"
22. Физикада ўқув кинофильмлари (Э.Г.Хасанов ва бошқалар)
23. Кўргазмали рангли расмлар (http:www.hord Wareandlysis com.)
24. www.physicon. ru - "Молекулярная физика на компьютере"
25. www.cultinfo./fulltext/1/008/077/561/htm
26. www.en/edu.ru. Портал