

S. ORIFJONOV

ELEKTROMAGNITIZM

*O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi
tomonidan 5140200 — «Fizika va astronomiya»
bakalavriat talabalari uchun o‘quv qo‘llanma
sifatida tavsiya etilgan*

«NOSHIR»
Toshkent — 2011

УДК: 621.314(075)

ББК 22.33я73

22.33

О-68

Orifjonov Sultonmurot Boltaboyevich

Elektromagnitizm: 5140200 — fizika va astronomiya bakalavriat yoʻnalishi talabalari uchun oʻquv qoʻllanma / S. B. Orifjonov; OʻzR Oliy va oʻrta-maxsus taʼlim vazirligi. — T.: «Noshir», 2011. — 304-b.

ББК 22.33я73

Taqrizchilar: **A.Fattoxov** — dotsent, TATU,

B.Nurillaev — p.f.n., TDPU.

Oʻquv qoʻllanma umumiy fizika kursidagi elektromagnitizm boʻlimini yoritadi.

Materiya modda va maydondan iborat. Moddaga xos boʻlgan fundamental qonunlar fizikaning mexanika va molekulyar fizika boʻlimlarida bayon etilsa, maydonga xos fundamental qonunlar fizikaning «Elektromagnitizm», «Optika» boʻlimlarida bayon etiladi.

Oʻquv qoʻllanma faqat fizika va astronomiya yoʻnalishidagi talabalar uchun emas, fizikani oʻrganadigan boshqa yoʻnalishdagi talabalar uchun ham foydali boʻladi.

ISBN 978-9943-353-53-4

© «NOSHIR» nashriyoti, 2011-y.

KIRISH SO‘ZI

Insoniyatning zamonaviy ilmiy-texnik yutuqlari avvalom bor fizikaning yutuqlari bilan bog‘liq. Turmushda qo‘llaniladigan radio, televizor, telefon (jumladan, uyali telefon), kompyuter bularning hammasi fizikaning elektrmagnetizm sohasidagi izlanishlar mahsulidir. Yo‘llardagi avtomobillar, samolyotlar, kosmik kemalar ham, butun dunyoni qamrab olgan internet tizimi ham elektr toklarining, elektromagnit to‘lqinlarning qo‘llanishi bilan bog‘liq.

Avvalom bor, atrofimizdagi butun modda elektronlar, protonlar va boshqa zaryadli zarralardan tuzilgan bo‘lib, moddaning g‘ishtlari — atomlar va molekullarni hosil qiladi, moddaning xossalari elektrmagnetizm qonunlariga borib taqaladi.

Bolaligimizdan hayratlanib kuzatadigan yashin, tabiatning bu hayqiriqli mahsuli, elektr tokining bir ko‘rinishidir. Yer sayyorasi ulkan magnit bo‘lib, uning magnit maydoni kompas yordamida qadimdan dengizchilarga bepoyon dengizda to‘g‘ri yo‘l topishga yordam bergan. Shu magnit maydon Yer yuzasini kosmik radiatsiyadan saqlab, organik hayotning mavjud bo‘lishiga sharoit yaratadi. Quyoshda esa Yerdagidan o‘nlab, minglab marta kuchli magnit maydonlar borligi aniqlangan. Quyoshdagi ko‘plab alomat jarayonlar (Quyosh dog‘lari, Quyosh aktivligining davriy o‘zgarishi, Quyoshdagi ulkan portlashlar, Quyosh toji) aynan magnit maydonlarning mavjudligi bilan bog‘liqdir.

Borliqning tuzilishida shunchalik ahamiyatli bo‘lgan elektr va magnit maydonlarning xossalari fizikaning «Elektrmagnetizm» bo‘limida o‘rganila boshlanadi.

Ushbu o‘quv qo‘llanmani yakunlab, o‘quvchi qo‘liga yetkazishda yordam bergan barcha kasbdoshlarimga, birinchi navbatda qo‘llanma bilan batafsil tanishib, unga oq fотиha bergan TATU dotsenti A.Fattoxov va p.f.n., TDPU katta o‘qituvchisi B.Nuril-

layevga; qo'llanmani ayrim bo'limlarini batafsil o'rganib, o'z fikrlarini bildirgan marxum professor A.Boydedayev va katta o'qituvchi A.Tillaboyevga, qo'llanma ustida ishlashga sharoit yaratgan kafedra mudiri prof. E.Z.Imomovga, kitob rasmlarining katta qismini chizgan talaba A. Narbayevga, internetda ishlash imkoniyatini yaratgan o'g'lim O.Orifjonovga minnatdorchilik bildiraman. Ularning ijodiy ishlariga muvaffaqiyat tilayman.

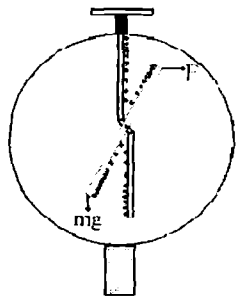
ELEKTROSTATIKA

Tabiatdagi to'rt maydondan biri — elektromagnit maydondir. Elektr va magnit maydonlar elektromagnit maydonning tashkil etuvchilaridir. Ushbu bobda qo'zg'almas zaryadlarning maydonlari o'rganiladi. Birinchi bobning mazmuni talabada maydonlar haqidagi bilimlarni shakllantiradi. Bu yerda ko'plab yangi tushunchalar kiritiladi, elektr maydonning fundamental qonunlari, ko'plab formulalari keltirib chiqariladi. Ularni o'zlashtirishda talabaga muvaffaqiyat tilaymiz.

1-§. Elektr haqidagi dastlabki ma'lumotlar

Ayrim jismlarning ishqalanish tufayli zaryadlanib qolishi qadimdan ma'lum. Jismlarning zaryadlanishi ulami o'zaro itarishiga yoki tortilishiga qarab seziladi. Bunday ta'sirlashuvlar massiv, katta jismlarda bo'lsa — sezilishi qiyin, yengil jismlarda kuzatilishi oson bo'ladi. Lekin biz uchun bu hodisaga e'tibor berib, uni qog'ozga tushirgan, shu bilan kelajak avlodlarga yetkazgan kuzatuvchan ajdodlarimiz muhim. Elektr haqidagi ma'lum bo'lgan eng qadimgi ma'lumotlar shundan iboratki, qadimgi Elladadagi (Gretsiyaning qadimgi nomi) to'quvchi qizlar ishlov berilayotgan iplarni qahraboga tortilishini va yopishib qolishini kuzatishgan. Keyinchalik bu hodisani elektrlanish deb atay boshlangan. Elektr hodisalarning kuzatuvida V.Gilbert tajribalari ma'lum. Bu olim qahrabodan tashqari ishqalanish tufayli elektrlanib qoladigan 20 dan ortiq moddani o'rganib, yozib qoldirgan.

Hozirgi zamonda insoniyat juda ko'p sun'iy materiallardan foydalanadi, ular orasida ishqalanish tufayli zaryadlanib qoladigan materiallar ham ko'p uchraydi. Bir zaryadlangan jismni ikkinchisiga tekkiizlsa, unisi ham zaryadlanib qoladi. Dielektrik deb ataluvchi jismlarda zaryad jismning qayerida joylashgan bo'lsa, o'sha joyida turaveradi, zaryad dielektrik bo'ylab siljimaydi. O'tkazgichlarda



1.1-rasm.

zaryad o'tkazgich bo'ylab siljiy oladi, zaryadlangan jism o'tkazgichning biron joyiga tekkizilsa, zaryad butun o'tkazgich bo'ylab yayilib ketadi.

Zaryadlarni sezish uchun elektroskop nomli sodda asbob yaratilgan (1.1-rasm). Elektroskopda metall sterjenga ikkinchi yengil strelka oson qimirlaydigan holda aylanish o'qiga o'rnatiladi. Zaryadlar yo'qligida strelka o'z og'irligi ta'sirida vertikal joylashadi. strel-

kani og'irlik markazi aylanish o'qiga yaqin bo'lgani uchun juda kichik kuchlar ham strelkani boshlang'ich holatdan chetlashtirishi mumkin. Elektroskop sterjeniga zaryadlangan jism tekkizilsa, zaryad sterjen va strelka bo'ylab taqsimlanadi, bir hil zaryadlar o'zaro itarishgani uchun strelka og'adi, og'ish kattaligiga qarab elektroskopga o'tgan zaryadning kam — ko'pligini baholash mumkin.

XVII asrga kelib, V.Franklin (AQSh prezidenti bo'lgan), V.Rixman, M.Lomonosov tabiatdagi yashin hodisasi elektr hodisa ekanligini isbotlashgan (1.2-rasm).

Fizika va boshqa tabiiy fanlarning dastlabki rivojlanishi tabiiy hodisalarni kuzatish va tushuntirishdan iborat bo'lgan. Fizik qonun - fanning muhim kategoriyasidir. Tabiatdagi hodisalar bir-biriga bog'liqligini bilamiz. Bu bog'lanishlar fizik qonunlar bilan ifodalanadi. Bu qonunlar taqribiy, ehtimollik xarakterida bo'lishi ham mumkin. Tabiiy harakatlarning eng asosiy shakllarini o'rganuvchi fizika fanida aniq matematik formulalar bilan ifodalanadigan qonunlar ham aniqlangan. Arximed, G.Galiley, I.Nyuton ishlari-dan boshlanib, fizikani o'rganishda inqilobiy o'zgarish amalga oshdi, tabiat hodisalarini o'rganishda matematik usullar qo'llanila boshladi. Arximed richaglarga doir qonunlarni aniqlagan, moddalarning zichligini, solishtirma og'irligini sonli ravishda o'rganib, suyuqlikda qattiq jismlarning og'irligi kamayishi haqidagi qonunni



1.2-rasm.

kashf etgan. Galiley va Nyutonning asarlarida mexanik harakatning qonunlari matematik tarzda ifodalangan va mexanika fanining asoslarini yaratgan. Nyuton butun dunyo tortilish qonunini kashf etgan. Uning matematik ifodasi

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (1.1)$$

bo'lib, Nyuton bu qonundagi — gravitatsion doimiy qiymatini aniqlay olmagan. Bu doimiyning dastlabki qiymati G.Kavendishning laboratoriya tajribalari asosida aniqlangan. Bu tajribalarda Kavendish jismlarning tortilish kuchlarini o'lchash uchun bu kuchlarni metall simga osilgan shayinli torozida o'lchagan. Tajribada o'lchanishi lozim bo'lgan gravitatsion kuchlar juda kichik bo'lishiga qaramay simga osilgan shayinli tarozini burilishiga olib kelgan, burilish burchagiga ko'ra juda kichik kuchlar o'lchangan va gravitatsion doimiy aniqlangan.

Butun dunyo tortilish qonunining ochilishi keyinchalik zaryadlar orasidagi ta'sirlashuvni ifodalovchi Kulon qonunining ochilishida ham muhim ahamiyatga ega bo'lgan. Birinchidan elektr zaryadlarining ta'sirlashuvi ham shunga o'xshash shaklga ega bo'lishi mumkinligini kutish mumkin edi, bunday fikrlar Epinus va Kulon ishlarida topilgan. Ikkinchidan — ipga osilgan shayinli sezgir tarozidan (buralma tarozidan) kuchsiz elektr kuchlarini o'lchashda ham foydalanish mumkin edi.

Fransuz olimi Sharl Ogyusten Kulon buralma tarozining mukammal shaklini yaratdi. Metall simning buralishida vujudga keladigan kuch momentlari burchakka mutanosib ekanligini isbotladi. Tarozida burchak va kuchni o'lchash imkoniyatlarini yaratdi. Elektr kuchlarini o'lchash uchun moslangan bu tarozi o'sha zamon texnika san'atining yutug'i edi. Bunday mukammal qurolni yaratgan olim, uning yordamida dunyoda birinchi marta zaryadlar orasidagi ta'sirlashuv kuchlarini sonli ravishda o'rgandi. Avval bir hil ishorali zaryadlarning o'zaro itarilishini, so'ngra turli ishorali zaryadlarning tortilishini tekshirdi. Ta'sirlashuv kuchini masofaning kvadratiga teskari bog'liqligini ko'plab tajribalar natijasida ilmiy ravishda isbotladi. Kulon o'z asarlarida «Elektr massa» iborasini

qo'llar edi. Zaryadlardan birining qiymatini o'zgartirib, kuch zaryadlarning ikkisinining ko'paytmasiga to'g'ri mutanosib bog'liqligini isbotladi. Buning uchun tarozidagi zaryadlangan sharchaga huddi shunday zaryadsiz sharchani tekkizar, sharchalar bir hil bo'lgani uchun zaryadlar teng ikkiga bo'linadi deb hisoblar edi. Bu tajribalar 1785-yilda nashr etilgan maqola bilan tugab, maqolada «Elektrning fundamental qonuni» bayon etilgandi. Bu haqda quyida yana to'xtalamiz.

Elektr sohasida tadqiqot olib borgan faqat Kulon emasdi. Kulondan ham avval bu sohada tadqiqot olib borgan G.Kavendish, masalan, «Masofaning kvadratiga teskari mutanosiblik» qonunini kashf etgan, potensial, elektr sig'imi tushunchalarini kiritgan edi. Lekin bu ma'lumotlar keyinchalik, Kavendish hujjatlari bo'yicha aniqlangan.

2-§. Zaryadlarning saqlanish qonuni

Tabiatdagi elektr xossalarga ega bo'lgan jismlar zaryadlangan, elektr zaryadi bor deb hisoblanadi. Demak elektr zaryadini, yoki qisqacha zaryadning mavjudligi, uning elektr xossalariga, ta'sirlashuvlariga qarab sezilar ekan. Tabiatda ikki turdagi zaryadlar mavjudligi aniqlangan. *Bir hil turdagi zaryadlar o'zaro itarishish xossasiga, turli zaryadlar esa tortishish xossasiga ega.* Bulardan tashqari, neytral, zaryadi nol bo'lgan jismlar ham mavjud.

Neytral jismlarni ishqalash yo'li bilan zaryadlash mumkin. Masalan, shishani yung bilan ishqalasa — ular turlicha zaryadlanib qoladi. Maktab fizika darsligida bunga doir ko'p misollarni topish mumkin. Shunisi qiziqki, bunday ikki zaryadlangan jismni bir-biriga tekkizib qo'yib, yana neytral holatga qaytarish mumkin. Zaryadlarning bu xossalari musbat va manfiy sonlarning xossalariga o'xshaydi. Shuning uchun ikki turdagi zaryadlar biri musbat, ikkinchisi manfiy zaryad deb nomlangan. Zaryadlarni qiymatlari haqiqiy sonlar kabi qo'shilishi mumkin. Shuningdek zaryadlarning saqlanish qonuni mavjudligi aniqlangan.

Zaryadlar o'rganilayotgan dastlabki davrlarda ma'lum bo'lmasa ham, XX asrga kelib zaryad — elementar zarralarning xossasi

ekanligi ma'lum bo'ldi. Fizikada juda ko'p uchratiladigan zarra - elektron manfiy zaryadli, proton esa musbat zaryadli zarra (ishoralar tarixan shunday belgilangan, agar ishoralar teskarisiga belgilanganida ham fizika o'zgarmas edi). Protonlar atomlarning yadrosida joylashgan bo'lib, atomlarning ajralmas qismidir. Atomning yadrosi elektronlar buluti bilan o'ralgan bo'ladi va atom odatda elektr neytral bo'ladi. Atom biron sababga ko'ra bitta elektronidan ajralib qolsa — musbat zaryadlangan ionga aylanadi, buni ionlanish deb ataladi. Bu jarayonda manfiy zaryadlangan elektron ham hosil bo'ladi. Bu elektron harakatchan bo'lib, juda ko'p elektr hodisalar shunday erkin, atomlardan ajrab ketgan elektronlar bilan bog'liq. Musbat ion erkin elektron bilan bog'lanib, yana asosiy holatiga — neytral holatiga qaytishi mumkin, bu hodisani neytrallanish, yoki rekombinatsiya hodisasi deb ataladi. Musbat ionlardan tashqari manfiy ionlar ham mavjud, ular atom ortiqcha elektronni bog'lab olganda hosil bo'ladi.

Atomlar birlashib, molekullarni hosil qiladi. Ularning ionlanishi ham atomlar ionlanishi kabi ro'y beradi.

Makroskopik jismlarning zaryadlanishi ham atom-molekullarning ionlanishiga o'xshash bo'ladi. Neytral jismda musbat va manfiy zaryadlar miqdori teng bo'lib, umumiy zaryad nolga teng bo'ladi. Neytral jism boshqa biron jism bilan ishqalanishni tufayli, yoki boshqa biron sababga ko'ra elektronlarining bir qismidan ajralsa, unda elektronlar yetishmay qolsa, jism musbat zaryadlanadi. Jismda ortiqcha elektronlar paydo bo'lsa — jism manfiy zaryadlanadi. Zaryadlarning ko'chishi tufayli jism yana neytrallanishi mumkin.

Elementar zarralar fizikasida elektronning zaryadi tabiatdagi eng kichik, elementar zaryad ekanligi ma'lum bo'lgan. Uning modulini fizikada e deb belgilanadi. Elementar zaryadning qiymati

$$e = 1.6 \cdot 10^{-19} C$$

ga teng. Bu yerda C — Kulon, SI birliklar sistemasidagi zaryad birligi. Har qanday zaryad e ga karrali bo'ladi. Ishorani hisobga olib yozsak, protonning zaryadi e , elektronniki — $-e$ ekan. Masalan, uglerod atom yadrosining zaryadi $6e$ ga tengdir, uglerod atomining

barcha kimyoviy xossalari, Mendeleev jadvalidagi oʻmi shu zaryad bilan bogʻliq. Ushbu yadro atrofida 6 ta elektron joylashganida neytral uglerod atomi hosil boʻladi. Elektronlar soni 5 ta boʻlganida musbat zaryadlik ion, elektronlar soni 7 ta boʻlsa — e zaryadlik manfiy ion hosil boʻladi.

Elementar zaryad e zaryadning tabiiy, juda qulay birligidir. Elementar zarralar fizikasida zaryadning ana shu birligidan foydalaniladi. Lekin uning qiymati juda kichik boʻlgani uchun si birliklar sistemasida boshqa birlik C — Kulon kiritilgan. Bunday birlik kiritilgan davrda elektron ham, elementar zaryad ham kashf etilmagandi. Tabiatdagi har qanday zaryad elementar zaryadga karralidir: $q = N \cdot e$.

Elementar zarralar fizikasida elementar zarralarning bir-biriga aylanish reaksiyalari oʻrganiladi. Misol tariqasida elektron va pozitronning toʻqnashuv reaksiyasini koʻraylik. Pozitron - barcha koʻrsatkichlariga koʻra elektronga oʻxshash zarradir, faqat elektr zaryadi musbat, e ga teng. Demak elektron va pozitron toʻqnashgunga qadar ularning toʻliq zaryadi $-e + e = 0$ boʻlgan. Toʻqnashuv paytida elektron ham, pozitron ham yoʻqolib, ularning oʻrniga ikkita gamma kvanti hosil boʻladi. Gamma kvantlar neytral boʻlgani uchun, bu reaksiyada zaryadlarning miqdori saqlanar ekan. Elementar zarralar fizikasining butun tajribasiga koʻra, **zarralarning har qanday reaksiyalarida elektr zaryadlarning umumiy miqdori saqlanar ekan — bu tabiat qonuni ekan.**

Mexanikada uchta saqlanish qonuni — energiya, impuls va impuls momentining saqlanish qonunlari oʻrganiladi. Saqlanish qonunlari tabiatning eng muhim qonunlaridir, ularning umumiy soni cheklangandir. Zaryadning saqlanish qonuni ulardan biridir. Elementar zarralar fizikasida zaryadning saqlanish qonunini tub ildizi ochilgan. Makroskopik dunyoda ham zaryadlarning saqlanish qonuni oʻrinli: **yopiq sistemadagi zaryadlarning umumiy miqdori saqlanadi.** Zaryadlar miqdorini q harfi bilan belgilasak, yopiq sistema uchun saqlanish qonuni ikki shaklda yozilishi mumkin:

$$q = \text{const}, \quad \text{yoki} \quad dq/dt=0.$$

O'rganilayotgan sistema tashqi muhit bilan zaryad almasha olsa, saqlanish qonunida bu almashishni hisobga olish lozim. Buning uchun elektr toki tushunchasini kiritamiz. Elektr toki deb zaryadlarning tartibli harakatiga aytiladi. Tok kuchi I elektr tokining sonli o'lchovi bo'lib, biron sirt orqali vaqt birligida o'tayotgan zaryad miqdorini bildiradi. Ushbu sirt sifatida ko'p hollarda o'tkazgichlarning ko'ndalang kesimi tushuniladi. Zaryadning saqlanish qonunida o'rganilayotgan sistemaning tashqi yopiq sirti orqali o'tadigan tok kuchi muhim. Musbat zaryadlar yopiq sirtidan tashqariga chiqsa (yoki elektronlar ichkariga kirsas) — tok kuchi musbat hisoblanadi. Zaryadlarning bunday harakati tufayli ichkaridagi zaryad kamayishi kerak, demak $dq/dt < 0$ ekan, ularning yig'indisi esa zaryadning saqlanish qonuniga ko'ra nolga teng:

$$dq/dt + I = 0. \quad (1.1)$$

Bu tenglik ixtiyoriy sistema uchun zaryadlarning saqlanish qonunini ifodalaydi. Tok kuchi A — Amper birligida o'lchanadi, buni $[I] = A$ tarzda ifodalanadi. Fransuz olimi A.Amperning ishlari bilan magnetizm bo'limida tanishamiz. (1.1) ga ko'ra tok kuchining birligi zaryad birligi bilan bog'liq: $A = C/s$.

Bundan keyingi matnni tushunish uchun matematik ilovada keltirilgan vektorlar algebrasi va vektorlar analizi elementlarini to'liq bilish zarur.

Makroskopik sistemaning zaryadini zaryad zichligi orqali ifodalasa bo'ladi:

$$\rho = dq/dV, \quad q = \int_V \rho dV \quad (1.2)$$

Zaryad zichligi birlik hajmdagi zaryad miqdorini bildiradi, birligi C/m^3 . Zichlik vaqt o'tishi bilan o'zgarishi, fazoning turli qismlarida turlicha bo'lishi mumkin, ya'ni zichlik umumiy holda to'rt argumentli skalyar funksiyadir: $\rho(x, y, z, t)$. Argumentlardan biri

bo'yicha hosila hisoblansa, buni hususiy hosila deyiladi va $\partial/\partial x$ tarzda belgilanadi.

$$(1.1) \text{ tenglikda vaqt bo'yicha hosila ishtirok etadi: } \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho dV$$

Bu yerda integral koordinatalar bo'yicha bajariladigan amaldir, integrallash natijasida koordinatalarga bog'liq bo'lmagan miqdor hosil bo'ladi, undan vaqt bo'yicha hosila to'liq hosilani ifodalaydi. Vaqt bo'yicha hosilani integral ichiga kiritib yuborish mumkin, ichkaridagi vaqtga bog'liq bo'lgan zichlik ko'p argumentli funksiya bo'lgani uchun, hosila hususiy hosila shaklida yoziladi:

$$\frac{dq}{dt} = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \quad (1.3)$$

Makroskopik sistemadagi zaryadlar ko'plab zaryadli zarralardan iborat bo'ladi, ular odatda tinimsiz issiqlik harakatida bo'ladi va ularning o'rtacha tezligi $\bar{u} = \langle \vec{g} \rangle = 0$ bo'ladi. Lekin tashqi ta'sir ostida zaryadlar harakati ma'lum darajada tartiblanib, ularning o'rtacha tezligi \bar{u} noldan farqli bo'ladi. Zaryadlarning tartibli harakati

$$\vec{j} = \rho \bar{u} \quad (1.4)$$

tok zichligini yaratadi. Tok zichligi tokka tik birlik yuza orqali vaqt birligida o'tadigan zaryad miqdorini bildiradi, birligi $C/(s \cdot m^2) = A/m^2$. Tok zichligi ham umumiy holda zaryad zichligi kabi to'rt argumentli funksiyadir. Tok zichligi yordamida dS kichik yuza orqali tok kuchini topish mumkin. Bu miqdor yuza va tok zichligi orasidagi burchakka bog'liq bo'lgani uchun, quyidagicha hisoblanadi:

$$dI = j dS \cos \theta = \vec{j} d\vec{S}. \quad (1.5)$$

Bu yerda $d\vec{S}$ moduli dS ga, yo'nalishi esa bu yuzaga tik bo'lgan vektordir. Bu vektor dS yuzaning fazoda qanday joylashganini effektiv tarzda ifodalaydi. Yuza bo'yicha integrallarda makroskopik yuza kichik dS yuzalarga bo'lib chiqiladi, har bir yuza vektor

bilan ifodalanadi. Sirt yopiq bo'lganida $d\vec{S}$ vektorlar sirtning tashqarisiga qaraydi. Yopiq sirt orqali tok kuchi tok zichligi orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$I = \oint_S \vec{j} d\vec{S} \quad (1.6)$$

Ushbu kitobning oxirida elektr va magnetizm kursini o'rganish uchun zarur bo'lgan vektorlar algebrasi va vektorlar analizining elementlari berilgan. O'quvchi ularni to'liq o'rganib yoki takrorlab chiqishi zarur.

Matematik ilovada keltirilgan Gauss teoremasi yordamida yopiq sirt bo'yicha integraldan shu sirt bilan chegaralangan hajm bo'yicha integralga o'tish mumkin:

$$I = \oint_S \vec{j} d\vec{S} = \int_V \text{div} \vec{j} dV, \quad (1.7)$$

$$\text{div} \vec{j} = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z}.$$

(1.3) va (1.7) larni (1.1) ga qo'ssak:

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \vec{j} \right) dV = 0. \quad (1.8)$$

Integral hamma vaqt nolga tengligidan, integrallanuvchi funksiya nolga tengligi kelib chiqadi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \vec{j} = 0. \quad (1.9)$$

Bu tenglama uzluksizlik tenglamasi deb ataladi. Uzluksizlik tenglamasi birlik hajm uchun zaryadning saqlanish qonunini ifodalaydi. Undagi birinchi had birlik hajmdagi zaryadlar miqdorining o'zgarish tezligini bildirs, ikkinchi had $(\text{div} \vec{j})$ birlik hajm sirtidan chiqayotgan \vec{j} vektorlar miqdorini, ya'ni tok kuchini bildiradi.

Uzluksizlik tenglamasi fizikaning turli bo'limlarida uchraydi va bironta fizik miqdorining (masalan energiyaning) saqlanish qonunini ifodalaydi.

Savol va masalalar

1.1. Bu bo‘limda kiritilgan tushunchalarni daftaringizda izohlang.

- Zaryad;
- Zaryadning ishorasi;
- Elementar zaryad;
- Zaryad zichligi;
- Ion;
- Elektr toki va tok kuchi;
- Tok zichligi;
- Zaryadning saqlanish qonuni;
- Uzluksizlik tenglamasi;
- Sirt elementi vektori $d\vec{S}$,
- $div \vec{j}$ hosilaning fizik ma’nosini bilgan holda $div \vec{T}$ hosilaning

fizik ma’nosini tushuntiring.

1.2. Bulut $10C$ zaryadga ega. Bunda manfiy zaryadlar qayoqqa ketgan? Bulutda qancha elektron yetishmaydi?

1.3. Yashindagi tok kuchi $10^6 A$ bo‘lsa, $10C$ zaryadli bulut qancha vaqtda razryadlanadi?

3-§. Kulon qonuni. Nuqtaviy zaryadning elektr maydon kuchlanganligi

Elektr zaryadlari orasida ta’sirlashuv bo‘lib, ishorasi bir hil bo‘lgan zaryadlar itarishadi, turli ishorali zaryadlar tortishadi. O.Kulon tajribalariga ko‘ra nuqtaviy zaryadlar orasidagi kuch zaryadlarning qiymatlariga mutanosib (Qq), ular orasidagi masofaning kvadratiga r^2 teskari mutanosib ekan:

$$F = k \frac{Qq}{r^2}. \quad (3.1)$$

Demak, Kulon qonuni Butun dunyo tortishish qonuniga o‘xshash ekan. Kuch, masofa va zaryadlarni bog‘lovchi bu qonun 1785-yilda «Elektrning fundamental qonuni» nomli maqolada bayon etilgan. Bungacha elektr sohasidagi izlanishlar faqat kuzatuvlar bilan cheklangan bo‘lsa, Kulon o‘z izlanishlarini sonli tajribalar

bilan olib bordi va elektr sohasida birinchi miqdoriy qonunni ochdi.

Kulon qonunining muhimligini shundan ham bilish mumkinki, elektrostatika bo'limidagi barcha bilimlar Kulon qonunini matematik qayta ishlash bilan olinadi.

Kulon qonunidagi koeffitsiyent birliklar sistemasi bilan bog'liq. SGSE birliklar sistemasida $k = 1$ deb hisoblanib, zaryadlar birligi topiladi. Kuch ($dina = g\ sm / s^2$) va masofa (sm) birliklaridan foydalanib, zaryad birligini topamiz: $[q] = g^{1/2} sm^{3/2} / s$ Tushunish oson bo'lishi uchun bu miqdorni $SGSE_q$ —SGSE zaryad birligi deb ataladi. SGSE birliklar sistemasida barcha fizik miqdorlar sm , g , s birliklarining kombinatsiyasi tarzida ifodalanadi.

SI xalqaro birliklar sistemasida zaryad birligi boshqacha kiritiladi, k doimiy esa turli birliklarni moslaydi:

$$k = 9 \cdot 10^9 m / F \quad (3.2)$$

Bu yerda F — Farada. k ning birligi boshqacha yozilishi ham mumkin: $m / F = Nm^2 / C^2 = Jm / C^2$. (3.2) ifoda taqribiy bo'lsa ham, o'quv jaryonida qo'llanishi uchun yetarli aniqlikka ega.

k uchun aniq qiymat quyidagi tengliklardan topiladi:

$$k = 1 / 4\pi\epsilon_0, \quad \epsilon_0\mu_0 = 1 / c^2 \quad (3.3)$$

Bu yerdagi ϵ_0 va μ_0 elektr va magnit doimiysi deb ataladi, c — yorug'likning bo'shliqdagi tezligi. Yorug'lik tezligi hozirgi paytda juda katta aniqlikda o'lchangan, μ_0 miqdor esa quyidagicha tanlangan:

$$c = (299792458 \pm 1.2) m / s, \quad (3.4)$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H / m \quad (3.6)$$

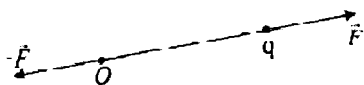
$$k = 8.98755179 \cdot 10^9 m / F \quad (3.7)$$

Kuch 1 dina, masofa 1 sm bo'lganda 1SGSE zaryadlarining ta'sirlashuv kuchining (3.7) koeffitsiyentni qo'llab hisoblaylik:

$$1\ dina = k(SGSE_q)^2 / sm^2 .$$

Bu ifodadan zaryad birliklari orasidagi munosabat topiladi:

$$C = 2.998 \cdot 10^9 \text{ SGSE}_q. \quad (3.8)$$

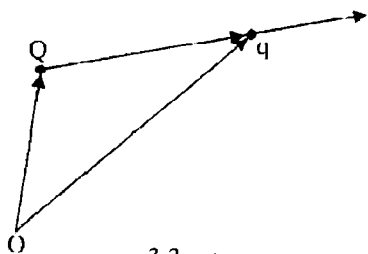


3.1-rasm.

(3.1) tenglik nuqtaviy zaryadlar uchun o'rinli. Zaryadlar elementar zarralardan iborat bo'lganida ular albatta nuqtaviy deb hisoblanadi. Kulon qonuni makroskopik

zaryadlarga qo'llanishi uchun zaryadlarning (zaryadlangan jismlarning) o'lchami ular orasidagi masofadan ko'p marta kichik bo'lishi lozim.

(3.1) ifoda bilan aniqlangan kuch zaryadlarning ikkisiga ham ta'sir etadi. Nyutonning uchinchi qonuniga ko'ra, bu kuchlar teng va zaryadlarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab o'zaro qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi (3.1-rasm).



3.2-rasm.

Zaryadlarning biriga, q zaryadga ta'sir etuvchi kuchni vektor tarzda tasvirlaylik. O — koordinata boshi, \vec{r}_Q va \vec{r} ikki zaryadning radius vektorlari bo'lsin (3.2-rasm). Zaryadlar orasidagi masofa $|\vec{r} - \vec{r}_Q|$, q zaryadga ta'sir etuvchi

kuch zaryadlarni birlashtiruvchi $\vec{r} - \vec{r}_Q$ vektor bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Shularni hisobga olib Kulon kuchi vektorini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\vec{F} = \frac{kQ \cdot (\vec{r} - \vec{r}_Q)}{|\vec{r} - \vec{r}_Q|^3} q. \quad (3.9)$$

Zaryadlar ikkita emas, ko'proq bo'lsa, q zaryadga barcha boshqa nuqtaviy zaryadlar ta'sir etadi. Umumiy kuchni mexanika qonunlariga ko'ra kuchlarning vektor yig'indisi shaklida yozishimiz mumkin:

$$\vec{F} = \sum \vec{F}_i, \quad (3.10)$$

yoki elektr kuchlar uchun (3.9) formuladan foydalansak:

$$\vec{F} = \left\{ k \sum_i \frac{Q_i (\vec{r} - \vec{r}_i)}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3} \right\} q \quad (3.11)$$

Koordinata boshini zaryad turgan nuqtaga joylashtirsak, $\vec{r} = 0$ bo'lib:

$$\vec{F} = \left\{ -k \sum_i \frac{Q_i \cdot \vec{r}_i}{r_i^3} \right\} q. \quad (3.12)$$

Jumladan ta'sir etuvchi zaryad bitta bo'lganida:

$$\vec{F} = -k \frac{Q\vec{r}}{r^3} q. \quad (3.13)$$

Bu yerda \vec{r} — koordinata boshidan (q zaryaddan) ta'sir etuvchi zaryadga yo'nalgan vektor.

Ta'sir etuvchi zaryad bitta bo'lganida koordinata boshini shu ta'sir etuvchi Q zaryadga ham joylashtirsa bo'ladi, bunda $\vec{r}_0 = 0$ bo'lib, (3.9) ga asosan

$$\vec{F} = k \frac{Q\vec{r}}{r^3} q \quad (3.14)$$

bo'ladi.

Yozilgan formulalar kuchning modulinigina emas, yo'nalishini ham hisoblash imkonini beradi.

Shunday qilib, umumiy holda (3.11) formula, bitta ta'sir etuvchi zaryad uchun (3.9) o'rinli. Koordinata boshini q zaryadga joylashtirilsa (3.12) formula, bitta ta'sir etuvchi zaryad uchun (3.13) o'rinli ekan. Ta'sir etuvchi zaryad bitta bo'lganida koordinata boshini shu ta'sir etuvchi zaryadga joylashtirib, (3.14) formuladan foydalansa bo'ladi.

* * *

Zaryadlarning ta'sirlashuvi ular orasida ta'sirlashuvni uzatuvchi materiya borligidan darak beradi, u **elektr maydoni** deb nomlanadi. Maydonning moddadan asosiy farqi shundan iboratki, maydon odatda fazoda cheklanmagan bo'ladi va modda orqali o'tib ketaveradi, maydonning elektron, atom kabi kichik elementlari

(g'ishtlari) bo'lmaydi. Elektr maydonning mavjudligi uning zaryadlarga ta'sir etishiga qarab seziladi. Moddaning massa, tezlik, impuls, energiya, temperatura kabi ko'plab xarakteristikalarini bo'lgani kabi, elektr maydonning ham *elektr maydon kuchlanganligi \vec{E} va induksiyasi \vec{D} , maydon potentsiali φ , energiya zichligi w_E* xarakteristikalarini mavjud. Maydon impuls va impuls momentiga ham ega bo'ladi. Fizikaning mexanika bo'limida gravitatsion maydonlar bilan tanishgansiz. Endi esa elektr, so'ngra magnit maydonlarning xossalari o'rganiladi. Elektr va magnit maydonlar yagona elektromagnit maydonning ikki qismidir.

Elektr maydoniga kiritilgan q zaryadga ta'sir etuvchi kuch \vec{F} bu zaryadning qiymatiga mutanosib bo'ladi:

$$\vec{F} = \vec{E}q \quad (3.15)$$

Kuch bilan zaryadni bog'lovchi \vec{E} vektor elektr maydonining eng muhim xarakteristikasi bo'lib, elektr maydon kuchlanganligi vektori deb ataladi. Yuqoridagi (3.11) formulaga asosan nuqtaviy zaryadlar sistemasining maydon kuchlanganligini yozishimiz mumkin:

$$\vec{E}(\vec{r}) = k \sum_i \frac{Q_i \cdot (\vec{r} - \vec{r}_i)}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3}. \quad (3.16)$$

Bu yerda \vec{r} — maydon izlanayotgan nuqtaning, \vec{r}_i — zaryadlarning radius vektorlaridir. (3.16) ga ko'ra umumiy maydon ayrim zaryadlar maydonlarining yig'indisiga teng ekan:

$$\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i. \quad (3.17)$$

Bu tenglik superpozitsiya prinsipini ifodalaydi. Unga ko'ra to'liq maydon ayrim maydonlarning vektor yig'indisiga teng.

Bitta zaryadning maydon kuchlanganligi, *agar koordinata boshini shu zaryadga joylashtirsak*, quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{E} = kQ \vec{r} / r^3 \quad (3.18)$$

Bu ifodaning moduli $E = kQ / r^2$ ga teng.

Makroskopik zaryadlar maydonini hisoblashda ham (3.15) formulaga asoslanish mumkin. Makroskopik zaryadlarni hajmiy zichlik ρ (birligi C/m^3), sirt zichligi σ (birligi C/m^2), yoki chiziqli zichlik λ (birligi C/m) bilan xarakterlash mumkin. Unda ρdV , σdS , λdl ifodalar cheksiz kichik o'lchamli hajmdagi zaryadlarni bildiradi. (3.16) ifodada nuqtaviy zaryadni, masalan, ρdV ifoda bilan, yig'indini integral bilan almashtirib, uzluksiz taqsimlangan zaryadlar maydonini yozishimiz mumkin:

$$\vec{E}(\vec{r}) = k \int_V \frac{\rho(\vec{r}') \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV', \quad (3.19)$$

Bu yerda $dV' = dx' dy' dz'$

Zaryadlar muhit ichida ta'sirlashayotgan bo'lsa, ta'sirlashuvga muhitning hissasini hisobga olish lozim (7-§).

Keyingi bo'limlarda elektr maydonini hisoblashning boshqa imkoniyatlari ham ko'riladi.

Ushbu bo'limda elektr maydon kuchlanganligi maydonning zaryadga ta'siri o'lchovi sifatida kiritildi. Lekin \vec{E} miqdor bundan kattaroq ahamiyatga ega bo'lib, uni o'rganish davom etadi.

Savol va masalalar

3.1. Yangi tushunchalarni daftaringizda ta'riflang:

- Kulon qonuni;
- k , ϵ_0 , μ_0 , c — doimiylar;
- Elektr kuchlarning yo'nalishi haqida nima deya olasiz?
- Elektr maydonining qanday xarakteristikalari mavjud?
- Makroskopik zaryadlarning qanday xarakteristikalarini bilasiz?

3.2. Zaryadlar sirt bo'yicha joylashganda maydon qanday hisoblanadi? Zaryadlar chiziq bo'yicha joylansachi?

3.3. Superpozitsiya prinsipi kuchlarning vektor yig'indisini hisoblash qoidasiga teng kuchli ekanligini isbotlang.

3.4. Tomonlari a bo'lgan kvadratning uchlarida bir hil q zaryadlar joylashgan. Ularning har biriga ta'sir etuvchi kuchni toping.

Yechim. Zaryadlarning biri koordinata boshida turgan bo'lsin, shu nuqtadagi maydon kuchlanganligini hisoblaymiz, ya'ni $\vec{r} = 0$ bo'lsin. Boshqa zaryadlarning radius vektorlarini yozamiz:



3.3-rasm.

$\vec{r}_1 = \vec{i}a$, $\vec{r}_2 = \vec{j}a$, $\vec{r}_3 = \vec{i}a + \vec{j}a$ Bu vektorlarning modullari mos ravishda a , a , $\sqrt{2}a$ ga tengdir. Maydon kuchlanganligini (3.15) formula bo'yicha hisoblaymiz:

$$\vec{E} = -kq \left\{ \frac{\vec{i}a}{a^3} + \frac{\vec{j}a}{a^3} + \frac{\vec{i}a + \vec{j}a}{2\sqrt{2}a^3} \right\} = -\frac{kq}{a^2} \left\{ (\vec{i} + \vec{j}) \left(1 + \frac{1}{2\sqrt{2}} \right) \right\}$$

Zaryadga ta'sir etuvchi kuch $\vec{F} = q\vec{E}$, uning moduli: $F = \frac{kq^2}{a^2} (\sqrt{2} + 0.5)$.

Boshqa zaryadlarga ta'sir etuvchi kuchlarning moduli ham huddi shunday bo'ladi, yo'nalishlari esa farq qiladi.

3.5. Tekis zaryadlangan sferik sirt ichida elektr maydon nolga tengligi isbotlansin.

Yechim. Sferadagi zaryadlarning sirt zichligi σ bo'lsin. sfera ichidagi ixtiyoriy O nuqtadagi maydon kuchlanganligini o'rganaylik. Sfera sirtida dS_1 yuzacha olaylik, undagi zaryad $dq_1 = \sigma dS_1$ ga teng. Yuzachaning chetki nuqtalarini O nuqta bilan to'g'ri chiziqlar vositasda birlashtiramiz va sfera bilan kesishguncha davom ettiramiz (3.3-rasm). Sfera sirtida ikkinchi dS_2 yuzacha hosil qilamiz, undagi zaryad $dq_2 = \sigma dS_2$ ga teng. Ikki yuza va zaryadlarning miqdori O nuqttagacha bo'lgan r_1 va r_2 masofalarning kvadratlariga mutanosib bo'ladi, ular O nuqtada hosil qilgan maydon kuchlanganligi masofaning kvadratiga teskari mutanosib bo'ladi. Natijada ikki zaryad O nuqtada son jihatdan teng, yo'nalishi teskari kuchlanganlik hosil qiladi, natijadagi maydon nolga teng bo'ladi.

3.6. Yassi sirtidagi zaryadlarning sirt zichligi $\sigma = const$ bo'lsin. Bu sirtni biron nuqtada hosil qilgan maydon kuchlanganligining sirtga tik tashkil etuvchisini hisoblang.

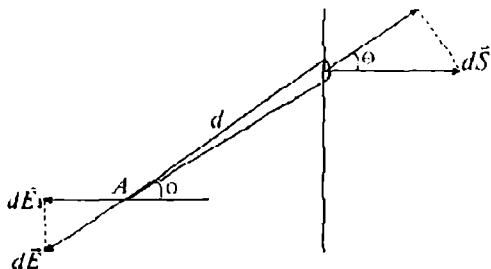
Yechim. Zaryadlangan sirtida kichik dS bo'lak tanlaylik, undagi zaryad σdS ni nuqtaviy zaryad sifatida qarash mumkin. Bu zaryadning A nuqtadagi (3.4-rasm) maydon kuchlanganligi $dE = k\sigma dS/r^2$. Bu maydonning sirtga tik

tashkil etuvchisi bu yerda $d\Omega$ — kuzatuv A nuqtasidan dS yuzaning ko‘rinish fazoviy burchagi. Butun sirt hosil qilgan maydoni:

$$E_{\perp} = k\sigma\Omega. \quad (3.20)$$

$$dE_{\perp} = dE \cos\theta = k\sigma(dS \cos\theta) / r^2 = k\sigma dS_0 / r^2 = k\sigma d\Omega.$$

Bu yerda Ω kuzatuv nuqtasidan zaryadlangan sirtning ko‘rinish fazoviy burchagi.



3.4-rasm.

3.7. σ zichlik bilan tekis zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon kuchlanganligini toping.

Yechim. Cheksiz tekislikni qaysi nuqtadan kuzatmaylik, u yarim fazoni bekitib turadi, uning fazoviy burchagi to‘liq fazoviy burchakning yarmini tashkil etadi: $\Omega = 4\pi / 2$, demak:

$$E_{\perp} = 2\pi k\sigma = \sigma / 2\varepsilon_0. \quad (3.21)$$

Bu masalada butun maydon zaryadli sirtga tik bo‘ladi, maydonning boshqa tashkil etuvchisi bo‘lmaydi. Zaryadli sirtning ikki tarafida maydon kuchlanganligi sirtga tik tashqariga yo‘nalgan bo‘ladi. Zaryadlar manfiy bo‘lsa ($\sigma < 0$), maydon sirtga tomon yo‘nalgan bo‘ladi. Topilgan maydon butun yarim fazoda modul va yo‘nalish bo‘yicha doimiy bo‘lib, bir jinsli maydon deb ataladi.

3.8. Kubning to‘rt yon sirti σ zichlik bilan, ikki qo‘shni yon sirti σ zichlik bilan zaryadlangan. Kubning markazidagi maydon kuchlanganligini toping.

Javob: $E = \sqrt{2}\sigma / 3\varepsilon_0.$

4-§. Elektr maydonning potentsiali

Kuchlanganlik elektr maydondagi kuchlarni o'rganish uchun xizmat qiladi. Ushbu bo'limda elektr maydondagi ish va energiyani o'rganish vositasi bo'lgan elektr maydon potentsiali kiritiladi.

Potensial ta'rif. Zaryad elektrostatik maydonda harakatlanayotganida elektr maydon bajargan elementar ish quyidagicha ifodalanadi:

$$dA = q\vec{E}d\vec{l}, \quad (4.1)$$

Bu yerda elementar siljish:

$$d\vec{l} = \vec{i}dx + \vec{j}dy + \vec{k}dz, \quad (4.2)$$

$$\vec{E}d\vec{l} = E_x dx + E_y dy + E_z dz. \quad (4.3)$$

Elektr maydon potentsialini (φ) quyidagi tenglik bilan ta'riflaymiz:

$$\vec{E}d\vec{l} = -d\varphi, \quad (4.4)$$

$$-d\varphi = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} dx + \frac{\partial\varphi}{\partial y} dy + \frac{\partial\varphi}{\partial z} dz\right) \quad (4.5)$$

(4.3) va (4.5) ifodalarni tenglab, quyidagilarni topamiz:

$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z},$$

$$\vec{E} = -grad \varphi. \quad (4.6)$$

Shunday qilib, maydon kuchlanganligiga qarab maydon potentsiali (4.4) tenglik bilan topiladi, potentsialga ko'ra kuchlanganlik (4.6) tenglik bilan topiladi. Chekli siljish uchun:

$$\int_1^2 \vec{E}d\vec{l} = -[\varphi(\vec{r}_2) - \varphi(\vec{r}_1)] = -\Delta\varphi \quad (4.7)$$

φ funksiya ishtirokida zaryadni siljitish bo'yicha elektr maydon bajargan ish elementar hisoblanadi:

$$A = -q\Delta\varphi. \quad (4.8)$$

φ funksiya elektr maydon potentsiali, $\Delta\varphi$ esa potentsiallar farqi deb ataladi. Potensial — maydon kuchlanganligi kabi elektr

maydonning muhim karakteristikasi hisoblanadi. Zaryad (musbat zaryad) maydon kuchlanganligi bo‘ylab siljisa, maydonning ishi musbat bo‘ladi. Buni (4.1) ifodadan ko‘rish mumkin. (4.4) ga ko‘ra musbat ish potensial kamayadigan yo‘nalishdagi siljish bilan bog‘liqligini ko‘rish mumkin.

Potensial uchun (4.6) ifodaga ko‘ra potensialga doimiy son qo‘shilsa (koordinatalarga bog‘liq bo‘lmagan miqdor) — maydon kuchlanganligi o‘zgarmaydi. Ko‘p hollarda bu doimiyini nol deb olsa ham bo‘ladi.

(4.8) tenglikdan potenciallar farqining quyidagi ta‘rifi kelib chiqadi: ikki nuqta orasidagi potenciallar farqi deb birlik zaryad bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga siljiganda elektr kuchlarga qarshi bajarilgan ishga aytiladi.

Ma‘lumki, *grad* φ hosila vektor miqdor bo‘lib, uning yo‘nalishi φ skalyar funksiyaning qiymati qaysi yo‘nalishda eng tez kamayadigan tomonni ko‘rsatadi. Elektr maydon zaryadni (musbat zaryadni) kichik potensialli tarafga, zaryad potentsiali kamayadigan tarafga itarar ekan. Potensial maydonning bunday xossasi mexanikada ham ta‘kidlanadi.

Potensial tushunchasi mexanikadagi potensial energiya tushunchasi bilan bevosita bog‘liq: $W = q\varphi$ ko‘paytma zaryadning elektr maydonidagi potensial energiyasini bildiradi. Zaryadga ta‘sir etuvchi kuch uning potensial energiyasini kamaytirishga intiladi.

Potensial $A = -q\Delta\varphi$ tenglikka muvofiq $[\varphi] = J/C = V$ (volt) birligida o‘lchanadi. $\vec{E}d\vec{l} = -d\varphi$ tenglikka mos ravishda maydon kuchlanganligining birligi $[E] = V/m$ ga teng.

Ekvipotensial sirtlar va maydon kuchlanganligi. Potentsiallari teng nuqtalar to‘plami ekvipotensial sirt deb ataladi. Zaryad ekvipotensial sirt bo‘ylab siljiganda $d\varphi = 0$ bo‘ladi va ish bajarilmaydi. (4.4) ga ko‘ra, $d\varphi = -\vec{E}d\vec{l} = 0$ bo‘lishi uchun siljish maydon kuchlanganligiga tik bo‘lishi kerak: $d\vec{l} \perp \vec{E}$, maydon kuchlanganligi hamma vaqt **ekvipotensial sirtlarga tik** bo‘ladi. Elektrostatik maydondagi o‘tkazgichlar hajmidagi zaryadlarni tinch turishi ularning ichida elektr maydon nolga tengligidan darak beradi. Maydon nolga teng bo‘lsa, (4.4) ga ko‘ra $d\varphi = 0$, o‘tkazgichning

butun hajmi va sirti ekvipotensial bo‘ladi. Jumladan o‘tkazgichning ichidagi teshiklarda ham potensial doimiy bo‘ladi. O‘tkazgich sirtidagi elektr maydon sirtga tik bo‘ladi.

Maydonning potentsiallik shartlari. Maydon potentsiali kiritilishi uchun maydon ma‘lum xossalarga ega bo‘lishi lozim. Maydon potentsialligining bir necha ekvivalent ta‘riflari mavjud.

- Maydon potensial bo‘lishi uchun $\oint \vec{E} d\vec{l}$ biron skalyar funksiyaning to‘liq differensial bo‘lishi lozim (4.4-formulaga qarang).

- Yoki elektr maydonda bajarilgan ish (4.7) formulaga muvofiq yo‘l shakliga bog‘liq bo‘lmay, faqat boshlang‘ich va oxirgi nuqtalarning koordinatalariga bog‘liq bo‘lishi lozim.

- Yopiq yo‘l bo‘yicha bajarilganda (4.7) formulaga muvofiq ish nol bo‘lishi kerak:

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = 0. \quad (4.9)$$

Bu integral maydon uyurmasini, sirkulyatsiyasini bildiradi. Demak, maydon potensial bo‘lishi uchun unda aylanishlar bo‘lmasligi kerak. (Shuni aytib o‘taylikki, yopiq chiziq bo‘yicha integral hisoblanganda vektor yoki skalyar potentsialga ega bo‘lgan har qanday funksiya integrali nolga teng bo‘ladi.)

Maydonning yana bir potentsiallik belgisini topish uchun Stoks teoremasi (ilovaga qarang) yordamida (4.9) integralni yopiq l chiziq bilan chegaralangan S sirt bo‘yicha integralga almashtiramiz:

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{E} d\vec{S} = 0. \quad (4.10)$$

Bu yerda $d\vec{S}$ — S sirtning kichik elementi, $d\vec{S}$ vektor sirtga tik joylashib, sirtni fazoda qanday joylashganini aniqlab beradi.

- Integralning nolga tengligi integrallanayotgan funksiya nolga tengligidan darak beradi:

$$\text{rot} \vec{E} = 0. \quad (4.11)$$

Bu fazoviy hosila vektorning uyurmasi deb ataladi. (4.9) va (4.11) tengliklar elektrostatik maydonda aylanishlar, uyurmalar yo‘qligidan darak beradi.

O'zgaruvchan magnit maydon Faradeyning elektromagnit induksiya qonuniga asosan uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltiradi — bu qonun bilan o'quvchi 3-bobda tanishadi.

Shunday qilib maydon potensial xarakterda bo'lishi uchun, unda uyurmalar bo'lmasligi kerak. Jumladan, qo'zg'almas nuqtaviy zaryadlarning potentsiali mavjudligi (quyida qarang) ularning maydonida uyurmalar yo'qligidan darak beradi. Elektrostatik maydonlar hamma vaqt potentsiallik shartini qanoatlantiradi.

Potensialni maydon kuchlanganligiga ko'ra topish. Birjinsli elektr maydonni ko'raylik: $\vec{E} = \text{const}$ Qulaylik uchun x o'qini elektr maydon kuchlanganligi bo'ylab joylashtiraylik: $\vec{E} = E\vec{i}$. Elementar siljish (4.2) ifodasidan foydalanib, hisoblaymiz: $\vec{E}d\vec{l} = E dx = -d(-Ex)$. Shunday qilib, birjinsli maydon potentsiali bunday ifodalanadi:

$$\varphi = -Ex. \quad (4.12)$$

Nuqtaviy zaryad maydonini ko'raylik:

$$\vec{E} = k \frac{Q\vec{r}}{r^3}. \quad (4.13)$$

$$(4.3) \text{ ga ko'ra: } \frac{kQ\vec{r}d\vec{l}}{r^3} = kQ \frac{dl \cos\theta}{r^2} = kQ \frac{dr}{r^2} = -d\left(\frac{kQ}{r}\right).$$

Demak, nuqtaviy zaryad potentsiali quyidagicha ekan:

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{kQ}{r}. \quad (4.14)$$

Nuqtaviy zaryad uchun ekvipotensial sirtlar markazi zaryadda joylashgan sferik sirtlardan iboratdir.

Potensialni zaryadlar taqsimotiga binoan hisoblash. Zaryadlar bir nechta bo'lganida maydon potentsiali superpozitsiya prinsipiga muvofiq topiladi. Zaryadlarning koordinatalari \vec{r} bo'lsin, unda (4.14) ning o'rniga quyidagi ifoda o'rinli bo'ladi:

$$\varphi(\vec{r}) = k \sum_i \frac{Q_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|}. \quad (4.15)$$

Koordita boshini maydon hisoblanayotgan nuqtaga joylashtirsak, $\bar{r} = 0$,

$$\varphi(0) = k \sum_i Q_i / r_i. \quad (4.16)$$

Uzluksiz taqsimlangan zaryadlar uchun (4.15) tenglikda nuqtaviy zaryad $\rho(\bar{r}')dV'$ bilan, yig'indi belgisi integral belgisi bilan almashtiriladi:

$$\varphi(\bar{r}) = k \int_V \frac{\rho(\bar{r}')dV'}{|\bar{r} - \bar{r}'|}. \quad (4.17)$$

(4.15)—(4.17) ifodalar ixtiyoriy zaryadlar sistemasining potentsiali zaryadlar taqsimotiga ko'ra hisoblanishi mumkinligini ko'rsatmoqda.

Potensial uchun Puasson tenglamasi. Gauss teoremasiga (8-§) ko'ra

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (4.18)$$

Bu tenglamaga (4.6) ni qo'ysak va $\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = \Delta \varphi$ tenglikdan foydalansak, potensial uchun Puasson tenglamasini hosil qilamiz:

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (4.19)$$

Bu yerda $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ — Laplas operatori. Bu (4.19) tenglamaning yechimi (4.15)—(4.17) ifodalardan iborat ($k = 1 / 4\pi\varepsilon\varepsilon_0$).

Potensial va energiyaning saqlanish qonuni. Elektr maydonda harakatlanayotgan zaryadli zarrani ko'rib chiqaylik. (4.1) va (4.4) ga ko'ra:

$$\text{bundan:} \quad dE = -q d\varphi, \quad d(E + q\varphi) = 0,$$

$$E + q\varphi = \text{const} \quad (4.20)$$

saqlanish qonunini hosil qilamiz. Ushbu energiyaning saqlanish qonuni ba'zi masalalarni harakat qonuniga murojaat qilmasdan yechish imkonini beradi.

Maydon potensialining kiritilishi muhim ahamiyatga ega. Potensial skalyar miqdor bo'lgani uchun uni hisoblash maydon kuchlanganlik vektorini hisoblashga nisbatan qulaydir, buni (4.15)—(4.16) formulalardan baholasa ham bo'ladi. Ikkinchidan, ish yoki energiyani topish uchun aynan potensialdan foydalanish qulay. Uchinchidan, potenciallar farqi Om qonunida ishtirok etib, bu qonun va boshqa effektlarga asoslangan raqamli va strelkali voltmetrlar yaratilgan (4.1-rasm). Elektr maydon kuchlanganligini to'g'ridan to'g'ri o'lchaydigan asboblarda esa mavjud emas. To'rtinchidan, maydon potensialiga ko'ra (4.6) formula yordamida maydon kuchlanganligini ham topish mumkin. Shuning uchun potensial elektr maydonini o'rganishning muhim vositasiga aylangan.



4.1-rasm.

Savol va masalalar

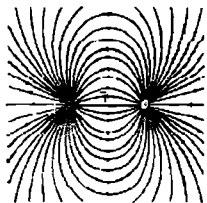
- 4.1. Maydonning potensiallik shartining 4-shaklini ayting.
- 4.2. Maydon potentsiali nimani hisoblashga hizmat qiladi?
- 4.3. Volt qanday birlik?
- 4.4. Potensialga ko'ra maydon kuchlanganligini qanday hisoblash mumkin?
- 4.5. Hosilani sonli hisoblashni qanday tushunasiz?
- 4.6. Elektr maydonida energiyaning saqlanish qonuni qanday ifodalanadi?
- 4.7. *grad* hosilaning fizik ma'nosi qanday?
- 4.8. *rot* hosilaning fizik ma'nosi qanday?
- 4.9. Zaryad elektr maydoni ta'sirida harakatga kelgan bo'lsa, uning potentsiali oshadimi, kamayadimi? Kinetik energiyasichi?
- 4.10. *grad r* va *grad* $(1/r^2)$ ni hisoblang.
- 4.11. *rot F* va *rot* (\vec{F}/r^3) ni hisoblang.
- 4.12. (4.11) tenglama yordamida nuqtaviy zaryad maydoni, birjinsli maydoni potensial maydon ekanligi isbotlansin.

4.13. Tinch turgan elektron $\Delta\varphi = 1kV$ maydonda qanday energiyaga va qanday tezlikka erishadi? $\Delta\varphi = 1MV$, $\Delta\varphi = 10MV$ maydonlardachi?

4.14. Avtomobil akkumulyatorining EYUKi 12V, unda jamlangan zaryad 60 kC bo'lsa, akkumlyatorda jamlangan energiyani hisoblang.

Javob: $W = 720 \text{ kJ} = 0.2 \text{ kW} \cdot \text{soat}$

5-§. Dipolning elektr maydoni



5.1-rasm.

Atrofimizdagi modda neytral atom va molekullardan iborat. Atom va molekullar o'z navbatida musbat va manfiy zaryadlardan tuzilgan bo'lib, zaryadlar tekis taqsimlanmaganini ifodalovchi dipol momentiga ega. Natijada neytral atom va molekullarning elektr xossalari ularning dipol momenti bilan aniqlanadi.

Dipol deganda qarama-qarshi ishorali ikki q zaryaddan iborat neytral sistema tushuniladi (5.1- rasm). Dipol momenti deb

$$\vec{p} = q\vec{l} \quad (5.1)$$

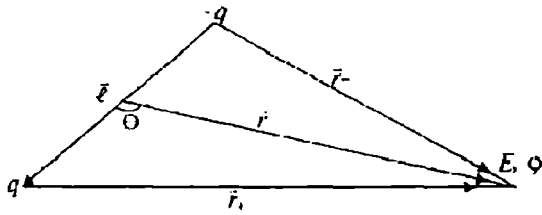
ko'paytmaga aytiladi. Dipol momenti dipol ichidagi elektr maydonga nisbatan teskari, manfiy zaryaddan musbat zaryadga yo'nalgan. Dipol neytral bo'lsada, undagi zaryadlar notekis taqsimlangani sababli, elektr maydon hosil qiladi. shu maydonni o'rganaylik.

Dipoldan uzoq masofalar uchun ($l \ll r$) maydonni analitik hisoblash mumkin. Maydon musbat va manfiy zaryaddan r_+ va r_- masofada izlanayotgan bo'lsin. Unda:

$$\varphi = kq \left(\frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right) = kq \frac{r_- - r_+}{r_- r_+}. \quad (5.2)$$

5.2-rasmga muvofiq $\vec{r}_- = \vec{r}_+ + \vec{l}$ $r_- \approx \sqrt{r_+^2 + 2\vec{l}\vec{r}_+} \approx r_+ + \vec{l}\vec{r}_+ / r_+$,

$$\varphi = kq \frac{r_- - r_+}{r_- r_+} \approx kq \frac{\vec{l}\vec{r}_+}{r_- r_+^2} \approx kq \frac{\vec{l}\vec{r}}{r^3}. \quad (5.3)$$



5.4-rasm.

$$\varphi = \frac{kp}{r^2} \cos\theta. \quad (5.4)$$

Potensial r va θ koordinatalarga bog'liq, bu yerda θ — \vec{r} va \vec{r} vektorlar orasidagi joylashgan. Bu koordinatalar bo'yicha hosila olib, maydon kuchlanganligini hisoblaymiz:

$$E_r = -\frac{\partial\varphi}{\partial r} = \frac{2kp}{r^3} \cos\theta, \quad (5.5)$$

$$E_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial\theta} = \frac{kp}{r^3} \sin\theta. \quad (5.6)$$

Kuchlanganlikning tashil etuvchilari o'zaro tik bo'lgani uchun:

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2} = \frac{kp}{r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2\theta}. \quad (5.7)$$

(5.3) ifodadan dekart koordinatalari bo'yicha hosila olib, kuchlanganlikning dekart tashkil etuvchilarini ham yozish mumkin:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\partial\varphi}{\partial x} = k \left\{ -\frac{p_x}{r^3} + \frac{3x(\vec{p}\vec{r})}{r^5} \right\} \\ E_y &= -\frac{\partial\varphi}{\partial y} = k \left\{ -\frac{p_y}{r^3} + \frac{3y(\vec{p}\vec{r})}{r^5} \right\} \\ E_z &= -\frac{\partial\varphi}{\partial z} = k \left\{ -\frac{p_z}{r^3} + \frac{3z(\vec{p}\vec{r})}{r^5} \right\}. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Ularga asosan $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$ hisoblansa, yana (5.7) ifoda topiladi.

Shunday qilib, dipolning maydon kuchlanganligi masofa oshishi bilan $\sim 1/r^3$ juda tez kamayib borar ekan. Bundan tashqari masofa doimiy bo'lganda ham kuchlanganlik dipolning yo'nalishiga bog'liq (5.1-rasm). Masalan dipol momenti yo'nalishida ($\theta = 0$ yoki $\theta = \pi$) maydon $E = 2kp/r^3$ bo'lsa, dipol momentiga tik yo'nalishda ($\theta = \pi/2$) maydon ikki marta kamroq: $E = kp/r^3$. Dipol momenti yo'nalishida maydon kuchlanganligi radius bo'ylab yo'nalgan ($E_r \neq 0, E_\theta = 0$), dipol momentiga tik yo'nalishda esa maydon kuchlanganligi radiusga tik yo'nalgan ($E_\theta \neq 0, E_r = 0$).

Dipolning o'lchami atom-molekulalar o'lchamlarida bo'lganida ($1 \cdot 10^{-8} \text{ \AA}$) topilgan yechimlar 100 \AA va bundan ortiq masofalar uchun (10^{-8} m) taqribiy emas, aniq natija beradi.

Savol va masalalar

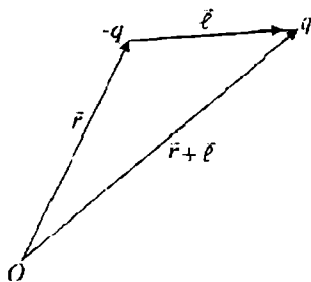
5.1. Dipol momenti x o'qi bo'ylab joylashgan ($p=p_x$) hol uchun kuchlanganlik tashkil etuvchilarini yozing.

5.2. (5.8) ga asosan (5.7) ni keltirib chiqaring.

5.3. Dipol o'qi bo'ylab maydon kuchlanganligining masofaga bog'lanishini yozing. Dipol o'qiga tik yo'nalishda maydon qanday ifodalanadi?

5.4. Dipolning potentsiali masofaga qanday bog'liq?

6-§. Elektr maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuchlar



6.1-rasm.

Dipol neytral bo'lishiga qaramay, unda zaryadlar notekis taqsimlanganligi uchun tashqi elektr maydon unga ta'sir etadi. Bu ta'sirni maydon potentsiali yordamida o'rganish qulay.

Dipoldagi $-q$ zaryadning koordinatasi \vec{r} , ikkinchi q zaryadning koordinatasi $\vec{r} + \vec{l}$ bo'lsin (6.1-rasm). Tabiatdagi dipollar mikroskopik bo'lgani uchun dipolning o'lchamlarida elektr

maydon kam o'zgaradi, shuning uchun dipolning ikki uchidagi maydonni differensial hisob yordamida bog'lash mumkin:

$$\varphi(\vec{r} + \vec{l}) = \varphi(\vec{r}) + \frac{\partial\varphi}{\partial x} l_x + \frac{\partial\varphi}{\partial y} l_y + \frac{\partial\varphi}{\partial z} l_z = \varphi(\vec{r}) - \vec{E}\vec{l}. \quad (6.1)$$

Unda dipolning elektr maydonidagi energiyasi:

$$W = q\varphi(\vec{r} + \vec{l}) - q\varphi(\vec{r}) = -q\vec{E}\vec{l} = -\vec{p}\vec{E}. \quad (6.2)$$

Dipolga ta'sir etuvchi kuch (4.6) ga muvofiq uning energiyasini kamaytirishga intiladi:

$$\vec{F} = -grad W = grad(\vec{p}\vec{E}). \quad (6.3)$$

Dipol momenti uning o'zgarmas xarakteristikasidir, shuning uchun gradient hosila elektr maydon kuchlanganligidan hisoblanadi. Kuch maydon kuchayib boradigan tomonga qarab yo'nalgan bo'ladi va dipolni maydon kuchli bo'lgan tarafga tortadi. Birjinsli maydonda ($\vec{E} = const$) — hosila va kuch nolga teng bo'ladi.

(6.2) dipol energiyasini maydon va dipol momenti orasidagi θ burchak orqali yozaylik:

$$W = -pE\cos\theta. \quad (6.4)$$

Potensial energiya burchakka bog'liq ekan, bu burchakni o'zgartirib, energiyani kamaytirishga intiladigan ta'sir bo'ladi, u kuch momenti deyiladi:

$$M = -\frac{\partial W}{\partial\theta} = -pE\sin\theta. \quad (6.5)$$

Kuch momenti vektor tarzda ham ifodalanishi mumkin:

$$\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E} \quad (6.6)$$

Bu yerda \times belgisi ikki vektorni vektor tarzda ko'paytirish belgisi, natija ham vektordan iborat bo'ladi (matematik ilovaga qarang). Vektor ifoda kuch momentini batafsil, yo'nalishini ham hisobga olib tasvirlaydi. (6.5) skalyar tenglikda kuch momenti bilan burchak yo'nalishi teskari ekanligi minus ishora bilan ifodalanadi.

Dipol maydonga tik joylashganda ($\theta = \pm\pi/2$) kuch momentining qiymati eng katta bo'ladi, va dipol momentini maydon yo'nalishiga burishga harakat qiladi. Dipol elektr maydoniga parallel yoki antiparallel joylashganda kuch momenti nolga teng

bo'ladi. Lekin bu ikki holat ekvivalent bo'lmaydi. Maydonga nisbatan teskari joylashgan dipol bu holatdan chetlashsa, vujudga keladigan kuch momenti uni boshlang'ich holatdan yanada chetlashtiradi va maydonga parallel holatga burishga harakat qiladi. Bunday holatni turg'un bo'lmagan muvozanat deyiladi, dipol bunday holatda turishi ehtimolligi kam. Dipol maydonga parallel joylashganda turg'un muvozanat bo'ladi, bu holatdan chetlashgan dipolga uni yana shu holatga qaytaruvchi kuch momenti ta'sir etadi va bunday kuch momentining ta'sirida elektr dipolning tebranishlari vujudga keladi. Shu tebranishlarni o'rganaylik.

Burchakning o'zgarishi kuch momenti bilan bog'liq:

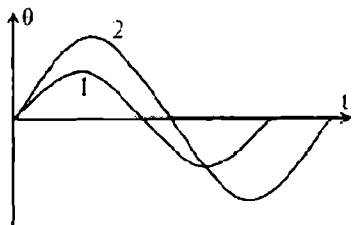
$$J \frac{d^2\theta}{dt^2} = -pE \sin\theta \quad (6.7)$$

Bu yerda J — dipolning inersiya momenti. Butun tenglama $md^2x/dt^2 = -kx$ prujina tebranishlarini ifodalovchi tenglamaga o'xshab ketadi. (6.7) tenglama katta amplitudali tebranishlarni ifodalaydi. Tebranishlar amplitudasi kichik bo'lganda: $\sin\theta \approx \theta$,

$$d^2\theta/dt^2 = -\omega^2\theta, \quad \omega^2 = pE/J$$

$$\theta = \theta_0 \cos\omega t \quad (6.8)$$

tebranishlar garmonik bo'ladi. Katta amplitudali tebranishlarning davri ham garmonik tebranishlarnikidan kattaroq bo'ladi. 6.2 rasmda 1-grafik garmonik tebranishlarni, 2-grafik (6.7) tenglamaning katta amplituda uchun sonli metodlar bilan topilgan yechimini tasvirlaydi.



6.2-rasm.

Savol va masalalar

- 6.1. Dipolning elektr maydondagi energiyasi nimaga teng?
- 6.2. Elektr maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuch nimaga teng?
- 6.3. Elektr maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuch momenti nimaga teng?
- 6.4. Dipolga ta'sir etuvchi kuch momentini kuchlar juftiga ko'ra keltirib

chiqaring.

7-§. Erkin va bog‘langan zaryadlar. Muhitdagi elektr maydon

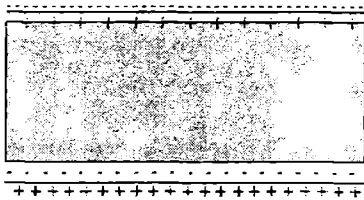
Har qanday neytral atom musbat yadroga va uning atrofidagi elektronlarga ega, molekular esa bir necha atomdan iborat bo‘lib, ular ham odatda neytral bo‘ladi. Neytral atom va molekularlardagi zaryadlar bog‘langan zaryadlar deb ataladi.

Modda ichidagi elektr maydonlarni o‘rganish oson emas, chunki har qanday modda neytral bo‘lishiga qaramay zaryadli zarralardan tuzilgan. Bu zarralarga yaqin sohada juda katta elektr maydonlar mavjud ($E \approx 1/r^2$). Juda kichik masofalarda ham maydonlar juda katta farqlanishi mumkin. Shuning uchun o‘lchangan, yoki nazariy topilgan maydonlar o‘rtachalashtirilgan ma’noga ega bo‘ladi.

Yerdagi sharoitda moddadagi aksariyat atom va molekular neytral holatda bo‘ladi. Atom va molekularning bir qismi ionlashib, zaryadlanishi mumkin, ular va ulardan ajralib chiqqan elektronlar erkin zaryadlar deb nomlanadi. Makroskopik elektr maydonning hosil bo‘lishida erkin zaryadlar asosiy ahamiyatga ega bo‘ladi, neytral atom va molekularlardagi bog‘langan zaryadlar esa — ikkilamchi ahamiyatga ega bo‘ladi.

Modda faqat neytral atom va molekularlardan tuzilgan bo‘lsa, undan elektr toki o‘tmaydi, bunday modda dielektrik deb nomlanadi. Bundan farqli ravishda o‘tkazgichlar, metallar deb ataluvchi ayrim qattiq jismlarda tabiiy ravishda atomlarning ionlangan holati va ulardan ajralgan elektronlar kuzatiladi. Bu elektronlar metall hajmi bo‘ylab harakatlana oladi, shuning uchun erkin elektronlar deb ataladi. Bu elektronlar metallning hajmida qolgani uchun, metall odatda elektr neytral holatda bo‘ladi. Metalldagi ionlar kristall panjaraga bog‘langan bo‘lib, o‘z o‘rnidan siljimaydi. Jismlarning zaryadlanishi elektronlarning bir jismdan boshqa jismga o‘tib qolishi tufayli ro‘y beradi.

O‘tkazgich elektr maydoniga kiritilsa, undagi erkin elektronlar elektr maydoni ta’sirida harakatga keladi, o‘tkazgichning bir sirtida ortiqcha elektronlar paydo bo‘ladi, sirt manfiy zaryadlanadi, boshqa sirtida esa elektronlar soni yetishmay, sirt musbat zaryadlanadi



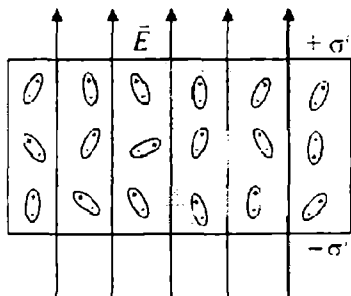
7.1-rasm.

(7.1-rasm). Shundan keyin zaryadlarning harakati to'xtaydi (bunga juda qisqa vaqt, masalan 10^{-7} s yetarli bo'lishi mumkin). O'tkazgichning hajmida juda ko'p erkin zaryadlar bo'lgani holda ularning tartibli harakatining to'xtashi — o'tkazgich ichida va sirtida elektr maydoni

nolga tengligidan darak beradi. Maydon nol bo'lgani uchun o'tkazgich ichidagi ixtiyoriy ikki nuqta orasidagi potentsiallar farqi nolga teng bo'ladi — butun o'tkazgich hajmi va sirti ekvipotensial hajmi tashkil etadi. Bir-biri bilan o'tkazgich simlar bilan birlashtirilgan jismlar ham bir hil potentsialga ega bo'lib, ekvipotensial bo'ladi.

Ko'pchilik atom va molekular tabiiy ravishda dipol momentiga ega bo'ladi, elektr maydoni bo'lmaganida ular issiqlik harakatida bo'lib, yo'nalish jihatdan betartib bo'ladi. Dielektriklar elektr maydoniga kiritilganda bu maydon bog'langan zaryadlarga, ularning dipol momentlariga ta'sir etadi. Maydon ta'sirida ularning yo'nalishlarida ma'lum darajada tartib paydo bo'ladi (7.2-rasm), lekin issiqlik harakati to'liq tartiblanishga to'sqinlik qiladi. Elektr maydoni qanchalik kuchli bo'lsa, tartiblashuv ham shunchalik kuchayadi. Vujudga kelgan tartiblashuv tufayli dielektrikning ikki sirti teskari ishora bilan zaryadlanib qoladi.

Dipol momenti nolga teng bo'lgan atom va molekular elektr maydoniga kirganda yadrolar bir tarafga tortiladi, elektronlarning



7.2-rasm.

zaryadlari boshqa ishorali bo'lgani uchun teskari tarafga tortiladi. Zarrada kichik deformatsiya ro'y berib, u dipol momentiga ega bo'lib qoladi va bu dipol momenti tashqi maydon bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Maydon qanchalik kuchli bo'lsa, zarralarning dipol momenti ham shunchalik kattalasha boradi. Lekin bunday qutblanish dipol momentiga

ega bo'lgan zarralarning qutblanishidan minglab marta kichik bo'ladi.

Moddadagi ko'plab dipollarning tartiblashuvi, dipol momenti yo'q bo'lgan zarralarda dipol momenti vujudga kelishi natijasida erkin zaryadlar hosil qilgan tashqi maydondan tashqari (uni \bar{D} deb belgilaylik), bog'langan zaryadlarning makroskopik, o'rtacha maydoni \bar{E}' vujudga keladi. To'liq maydon ularning yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\bar{E} = \bar{D} + \bar{E}' \quad (7.1)$$

Bu uch miqdor tenglik bilan bog'langan bo'lgani uchun, amalda ularning ikkitasi qo'llaniladi: to'liq maydon \bar{E} — u *elektr maydon kuchlanganligi* deb nomlanadi, va erkin zaryadlarning maydoni \bar{D} , u *elektr induksiya vektori* deb nomlanadi. SGSE birliklar sistemasida ular bir hil birliklarda o'lchanadi. Modda yo'q sohada $\bar{E}' = 0$ bo'lib,

$$\bar{E} = \bar{D} \quad (7.2)$$

bo'ladi.

Xalqaro SI birliklar sistemasida elektr induksiya birligi maydon kuchlanganligi birligidan farq qiladi, (7.2) dan farqli ravishda muhit yo'q sohada \bar{E} va \bar{D} quyidagicha bog'lanadi:

$$\bar{E} = \bar{D} / \epsilon_0, \quad (7.3)$$

elektr induksiya vektori zaryadlarning sirt zichligi kabi C/m^2 birlikka ega. Muhitda esa bog'lanish quyidagicha ifodalanadi: $\bar{E} = \bar{D} / \epsilon_0 + \bar{E}'$

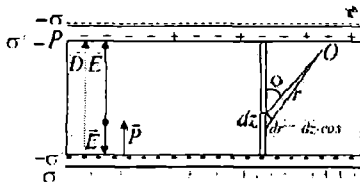
Muhitning qutblanishi dipol qutblanishi kabi ta'riflanadi:

$$\bar{P}_t = \sum_i q_i \bar{r}_i = \sum_k \bar{p}_k \quad (7.4)$$

Bu yig'indida \bar{p}_k — ayrim molekullarning dipol momenti, t indeks «To'la» degan ma'noda qo'yilgan. Birjinsli muhit va bir jinsli tashqi elektr maydonida muhitning qutblanishi ham bir jinsli bo'lib, to'liq qutblanish hajmga mutanosib bo'ladi. Shuni hisobga olib, qutblanish zichligi \bar{P} tushunchasi kiritiladi:

$$\bar{P}_t = \bar{P}V \quad (7.5)$$

Qutblanish zichligi ham induksiya vektori va zaryadlarning sirt zichligi kabi C/m^2 birligida o'lchanadi.



7.3-rasm.

Hajmi dielektrik bilan to'ldirilgan yassi kondensatorni ko'rib chiqaylik (7.3-rasm). Uning pastki va yuqoridagi yassi sirtlarida erkin zaryadlar mos ravishda σ va $-\sigma$ sirt zichligi hosil qilib, ular yuqoriga yo'nalgan bir jinsli \vec{D} elektr

induksiyasini hosil qilgan bo'lsin. Dielektrikning maydonga hissasi ko'p bo'lmagani uchun natijaviy (to'liq) elektr maydon kuchlanganligi E ham yuqoriga yo'nalgan bo'ladi. \vec{E} maydon ta'sirida dielektrik xuddi shunday yo'nalishda (rasmda \vec{P} vektor) bir jinsli qutblanadi, bunday qutblanish yuqorida (+) zaryadlarning, pastda (-) zaryadlarni to'planishining bildiradi, shunga mos ravishda asosiy maydonga teskari — pastga yo'nalgan bog'langan zaryadlar maydoni \vec{E}' hosil bo'ladi.

Bog'langan zaryadlarning maydonini analitik hisoblash maqsadida dielektrik ichida ko'ndalang kesimi dS bo'lgan, vertikal yo'nalishda kondensator sirtlari bilan (z_1 va z_2 koordinatalar bilan) chegaralangan ustunni ko'rib chiqaylik. Ustunni dz bo'lakchasi $PdSdz$ dipol momentiga ega bo'ladi, bo'lakcha juda kichik o'lchamlarga ega bo'lgani uchun uning tashqi O nuqtadagi potensialini (5.4) $\varphi = \frac{kp}{r^2} \cos\theta$ formula bo'yicha hisoblash mumkin:

$$d\varphi = kPdSdz \cos\theta / r^2$$

Rasmdan dz siljish bilan r masofaning o'zgarishi dr orasidagi bog'lanish ma'lum bo'ladi: $dz \cos\theta = -dr$. Bundan foydalanib, butun ustunning potensialini hisoblaymiz:

$$\varphi = kPdS \int_{r_1}^{r_2} \left(-\frac{dr}{r^2} \right) = kPdS \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right). \quad (7.6)$$

Shunday qilib, butun ustunning elektr maydoni yuqorida joylashgan PdS zaryad va pastda joylashgan — PdS zaryadlarning maydoniga teng ekan. P esa qutblanish zichligi bo'lishidan tashqari, bog'langan zaryadlarning sirt zichligi ma'nosiga ega ekan: $P = \sigma'$.

(Fizikada bunday hol uchrab turadi. Jumladan, molekulyar fizikada o'rganiladigan sirt taranglik koeffitsiyenti birlik uzunlikka to'g'ri kelgan taranglik kuchini va birlik yuzaga to'g'ri kelgan sirt energiyasini bildiradi. Ideal gazlarning ichki energiyasining zichligi bosimdan faqat doimiy koeffitsiyent bilan farq qiladi: $P=2/3 u$.)

Bunday natijaning olinishi bejiz emas. Elektr maydonda qutblangan dielektrik hajmi, undagi mikroskopik dipollarning tartiblanishiga qaramay, elektr neytral bo'ladi. Dielektrikning ikki sirti esa, turli ishora va P sirt zichligi bilan zaryadlanib qoladi. Bu hol 7.2-rasmda ham tasvirlangan.

Yassi kondensator sirtlaridagi zaryad zichligi σ bo'lganda undagi induksiya $D=\sigma$, erkin zaryadlar maydon kuchlanganligi $E=\sigma/\epsilon_0$ ga teng. Bog'langan zaryadlar P sirt zichligi hosil qilgan holda, P/ϵ_0 qo'shimcha maydon hosil qiladi. Bu vektorlarning yo'nalishlari yuqorida muhokama etilgandi. Natijaviy maydon quyidagicha ifodalanadi:

$$\begin{aligned}\bar{E} &= \bar{D} / \epsilon_0 + \bar{E}' = (\bar{D} - \bar{P}) / \epsilon_0, \\ \bar{D} &= \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P}.\end{aligned}\quad (7.7)$$

Qutblanish \bar{P} to'liq maydon \bar{E} ta'sirida vujudga keladi, yo'nalishi unga parallel, son qiymati esa ko'pchilik tabiiy moddalar uchun unga mutanosib bo'ladi:

$$\text{demak:} \quad \bar{P} = \epsilon_0 \chi \bar{E}, \quad (7.8)$$

$$\bar{D} = \epsilon_0 (1 + \chi) \bar{E} = \epsilon \epsilon_0 \bar{E} \quad (7.9)$$

Bu yerda kiritilgan χ va ϵ dielektrikning xarakteristikallari bo'lib, mos ravishda elektrlanish koeffitsiyenti va dielektrik singdiruvchanlik deb ataladi. Dielektrik singdiruvchanlik $\epsilon = D / \epsilon_0 E$ erkin zaryadlar maydoni D natijaviy (to'liq) maydondan E dan necha marta ortiqligini, natijaviy maydon erkin zaryadlar maydonidan necha marta kichikligini bildiradi.

Birjinsli muhitlar uchun dielektriklarning χ va ϵ xarakteristikallari skalyar miqdordardir. Gazsimon va suyuq moddalar uchun doim shunday bo'ladi. Lekin kristall shakldagi qattiq jismlar uchun, tashqi kuchlar va issiqlik ta'siridagi, deformatsiyalar ta'siridagi qattiq jismlar uchun fizik xossalari izotrop bo'lmaydi,

aksincha yo‘nalishga bog‘liq, anizotrop bo‘ladi. Bunday jismlarda \vec{E} va \vec{D} vektorlarning yo‘nalishi farq qilishi mumkin, ularni bog‘lovchi χ va ε parametrlar tenzorlar bilan tasvirlanadi, ularning tenzor xossalari ayniqsa optikada ahamiyatlidir. Ushbu qo‘llanmada faqat izotrop muhitlarni o‘rganish bilan cheklanamiz.

Zaryadlar muhitda ta‘sirlashganda ta‘sir etuvchi kuch bo‘sh-
liqdagidan kamroq bo‘ladi, shuning uchun Kulon qonuniga va nuqtaviy zaryad maydoni formulalariga tuzatish kiritish kerak. Muhitdagi maydon kuchlanganligi ε marta kamayishini k doimiyda hisobga olish mumkin:

$$k = 1 / 4\pi\varepsilon\varepsilon_0. \quad (7.10)$$

U holda Kulon qonuni, nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi, nuqtaviy zaryad potensialining k ishtirokidagi formulalarida hech qanday o‘zgarish bo‘lmaydi. Bu yerda faqat nuqtaviy zaryadning maydon induksiyasi uchun formulani keltiramiz:

$$D = \frac{Q}{4\pi r^2} \quad (7.11)$$

(7.11) formulada muhitning xarakteristikasi ε ishtirok etmasligi maydon induksiyasi D faqat erkin zaryadlarning maydoni ekanligini ko‘rsatadi.

Segnetoelektriklar deb ataluvchi moddalarda tashqi maydon D bo‘lmaganda ham qutblanish kuzatilar ekan. Bunday moddalardagi elektr maydon o‘quv qo‘llanmasining ohirgi qismida ko‘rib chiqiladi.

Savol va masalalar

7.1. Bog‘langan zaryadlar deb qanday zaryadlarga aytiladi? Erkin zaryadlar deb nimaga aytiladi?

7.2. Bog‘langan va erkin zaryadlarning maydoni nimadan iborat?

7.3. Elektr maydon kuchlanganligi va induksiyasi fizik jihatdan qanday farq qiladi?

7.4. Elektr maydon kuchlanganligi va induksiyasi qanday bog‘liq?

7.5. Elektr maydoni o‘tkazgichlarga qanday ta‘sir etadi?

7.6. Dielektriklarning qanday elektr xarakteristikalari mavjud?

7.7. Dielektrik muhit Kulon qonuniga qanday hissa qo‘shadi?

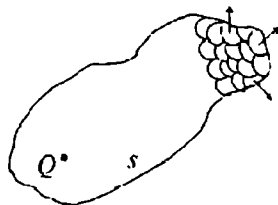
7.8. Dielektrikning qutblanishi P qanday ma'noga ega? Uning yo'nalishi va elektr maydoni qanday?

7.9. (7.11) formulani vektor tarzda ko'chiring.

7.10. Bir mol Al dagi erkin elektronlar miqdorini C birligida toping.

8-§. Gauss teoremasi

4-§ elektrostatik maydon kuchlanganligidan yopiq chiziq bo'ylab integral hisoblangan edi. Integralning nolga tengligi elektrostatik maydon potensialining kiritilishiga, maydon haqida yangi ma'lumotlar olinishiga olib kelgandi. Ushbu bo'limda maydon kuchlanganligi va induksiyasidan yopiq sirt bo'yicha integral hisoblab, yangi ma'lumotlar topiladi.



8.1-rasm.

Maydon induksiyasi \vec{D} ni $d\vec{S}$ yuza orqali oqimini hisoblaylik. vektor yuzaga tik joylashgan bo'lib, yuza kattaligidan tashqari fazoda qanday joylashganini ham ifodalaydi. \vec{D} vektorni bu yuza orqali oqimi skalyar ko'paytma bilan ifodalanadi:

$$\vec{D}d\vec{S} = DdS\cos\theta. \quad (8.1)$$

burchak nol bo'lganida, ya'ni \vec{D} vektor sirtga tik bo'lganida oqim eng katta burchak $\theta = \pi/2$ bo'lganida oqim nolga teng bo'ladi.

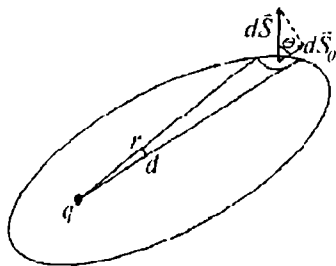
(8.1) dan foydalanib, \vec{D} vektorning zaryadni o'rab turuvchi ixtiyoriy S sirt orqali (8.1-rasm) oqimini hisoblaylik. Buning uchun butun sirt kichik elementlarga bo'linadi, har bir element $d\vec{S}$ vektorlar bilan ifodalanadi. Butun sirt orqali oqim integral bilan ifodalanadi (8.2-rasm):

$$\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \oint_S DdS\cos\theta = \frac{Q}{4\pi} \oint_S \frac{dS\cos\theta}{r^2} = \frac{Q}{4\pi} \oint_S \frac{dS_0}{r^2} = \frac{Q}{4\pi} \oint_S d\Omega$$

Bu yerda $d\vec{S}_0$ — $d\vec{S}$ vektorning \vec{D} maydon yo'nalishiga proyeksiyasi, dS_0 yuza konus o'qiga tik bo'lib, $d\Omega = dS_0 / r^2$ fazoviy

burchakning kichik elementidir. $\oint_S d\Omega = 4\pi$ bo'lib, quyidagi natijaga kelamiz:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = Q. \quad (8.2)$$



8.2-rasm.

Nuqtaviy zaryad atrofidagi elektr induksiya oqimi shu zaryadga teng ekan. Bunday maydon oqimini ixtiyoriy zaryad atrofida hisoblash mumkin. Har qanday zaryad elementar zaryadlar to'plamidan iborat bo'lgani uchun, ularning maydoni nuqtaviy zaryadlar maydonlari superpozitsiyasidan iborat bo'ladi, (8.2) tenglikning chap tarafida to'liq maydonni yozsak,

o'ng tarafiga to'liq zaryadni yozish kerak. Shunday qilib (8.2) tenglik ixtiyoriy zaryadlar sistemasi va ixtiyoriy sirtlar uchun o'rinli ekan.

(8.2) tenglik Gauss teoremasi deb ataladi.

Gauss teoremasiga ko'ra, induksiya chiziqlari musbat zaryadlarda boshlanadi, manfiy zaryadlarda tugaydi. Zaryadlar yo'q bo'lsa — induksiya chiziqlari uzluksiz bo'ladi. Bu xulosalar maydon kuchlanganligi uchun ham o'rinlidir.

Gaussning matematik teoremasi yordamida (8.2) dagi sirt bo'yicha integralni shu sirt ichidagi hajm bo'yicha integral bilan almashtiraylik:

bundan:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \operatorname{div} \vec{D} dV = \int_V \rho dV$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (8.3)$$

Bu tenglama Gauss teoremasining differensial ko'rinishi deb ataladi. Unga ko'ra, birlik hajm sirtidan chiqib ketayotgan induksiya chiziqlarining miqdori zaryad zichligiga teng.

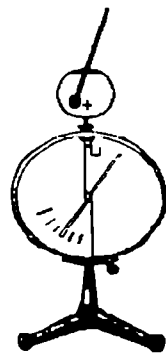
Kulon qonunidagi daraja ko'rsatkichi masalasi. Kulon qonuniga ko'ra maydon induksiyasi masofaning kvadratiga teskari mutanosib, buni teskari kvadratlar qonuni deb ham ataladi. Lekin bu daraja ko'rsatkichi aniq sonmi, yoki ikkiga yaqin sondan iboratmi? Gauss teoremasi bu savolga javob bera oladi. Q nuqtaviy zaryadni R va r radiusli ikki sfera bilan o'raylik. Ikki sfera orasida

zaryad yo‘q bo‘lgan yopiq sirt hosil bo‘ladi. Ikki sferaning sirtlari radiuslarning kvadratlari kabi nisbatda, elektr maydon esa - teskari kvadratlar qonuniga bo‘ysinadi, shuning uchun bu yopiq sirt uchun Gauss teoremasi bajariladi. Agar teskari kvadratlar qonuni buzilganda, kichik sferadan o‘tgan maydon oqimi bilan katta sferadan o‘tgan maydon oqimi teng bo‘lmay, Gauss teoremasi bajarilmay qolar edi. Gauss teoremasi teskari kvadratlar qonuniga ekvivalent ekan.

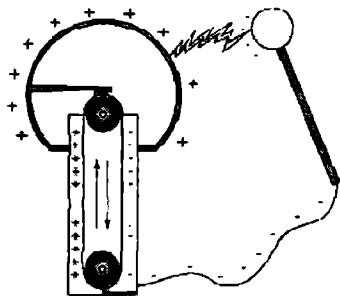
O‘tkazgich hajmining neytralligi. Elektrostatik maydonga kiritilgan o‘tkazgichda zaryadlarning harakatsizligi — ularning hajmida maydon nolga tengligidan darak beradi, buni yuqorida muhokama qilgan edik (7-§). O‘sha yerda butun o‘tkazgich ekvipotensial bo‘lishi ham aytilgan edi. O‘tkazgichdagi zaryadlar uning sirtida joylashadi, ularning sirt zichligi σ o‘tkazgich sirtining turli qismlarida turlicha bo‘ladi.

O‘tkazgich hajmining ichida, uning sirtiga chiqmagan holda (sirtida elektr maydon bor) ixtiyoriy yopiq sirt chizaylik. Uning ichida maydon nol bo‘lgani uchun Gauss teoremasiga ko‘ra zaryad ham nolga teng, o‘tkazgich hajmi neytral bo‘ladi. Elektr maydonning nolga tengligi va hajmning neytralligi o‘tkazgich sirtiga qadar davom etadi. O‘tkazgich ichida biron kavak bo‘lsa, uning atrofi neytral va ekvipotensial o‘tkazgich bilan o‘ralgan bo‘ladi. Demak, o‘tkazgich hajmidagi teshikda ham maydon nolga teng, hajm ekvipotensial bo‘ladi.

O‘tkazgichlarning bunday xossasi quyidagi tajribada tekshiriladi. Metalldan yasalgan sferik, yoki boshqa shakldagi idish olinadi, uning nisbatan kichik teshigi bo‘lsin (8.3-rasm). Dielektrik dastagi o‘rnatilgan zaryadlangan sharchani teshik orqali idishning ichki sirtiga tekkizamiz. Zaryad idishga o‘tib, uning tashqi sirtiga joylashadi. Idishning ichki sirtida, jumladan kiritilgan sharchada zaryad qolmaydi. Chiqarilgan sharchani elektroskop yordamida tekshirib, uni to‘liq zaryadsizlanganiga ishonch hosil qilish mumkin. Bu tajribani ko‘p marta takrorlab, idish sirtiga katta zaryad yig‘ish mumkin.



8.3-rasm.



8.4-rasm.

Van-de-Graaf elektrostatik mashinasi (8.4-rasm) disklarda aylana-digan dielektrik tasмага ega. Yuqori-dagi disk dielektrikdan yasalgan bo'lsa, quyidagi disk metalldan yasalib, yerga ulangan bo'ladi. Dielektrik tasma yuqori tarafda metall sferaning ichiga kirib turadi va shyotka vositasida sirtning ichki sirti bilan ulangan. Bir necha kilovolt kuchlanish beradigan elektrostatik mashinaning musbat

elektrodi quyidagi shyotka vositasida dielektrik tasmaning sirtini musbat zaryadlab turadi. Elektrostatik mashinaning manfiy qutbi pastdagi metall diskka va yerga ulanadi. Tasmaning harakatida musbat zaryadlar tasma bilan sferaning ichiga ko'tarilib, shyotka orqali sferaning tashqi sirtiga chiqib ketadi, tasma pastga to'liq zaryadsizlangan holda qaytib tushadi. sferaning sirtida esa zaryadlar yig'ilib, uning potentsiali katta qiymatlargacha ortib boradi.

Sferaning sirtidagi potensial nuqtaviy zaryadning shunday radiusdagi potentsiali kabi $\varphi = kq / R$, sirdagi elektr maydon kuchlanganligi esa $E = kq / R^2$ bo'ladi. Zaryad miqdori ortib bor-ganda maydon kuchlanganligi havoni ionizatsiya kuchlanganligi $E_{ion} = kq / R^2$ ga yetib, zaryadlangan sfera sirtidagi zaryadlar havoni ionlab, toj razryadi tufayli yerning sirtiga o'tib keta boshlaydi. Quruq havo uchun ionizatsiya kuchlanganligi $E_{ion} = 30kV / sm = 3MV / m$ ga yetadi. Bunda maksimal potensial yuqoridagi formulalarga binoan $\varphi_{ion} = RE_{ion}$ bo'lib, katta sferali tajribalarda $7MV$ kuchlanish ham hosil qilingan.

Van-de-Graaf elektrostatik mashinasi dastlab zaryadli elementar zarralarni tezlatish uchun qo'llanilgan. Tezlatgichlarning effektiv turlari paydo bo'lishi bilan Van-de-Graaf mashinasi yashin va uchqunlarni o'rganishda keng qo'llanilgan.

Kulon zaryadlarning ta'sirlashuvi haqidagi fundamental ishini 1785-yilda nashr etgan. Lekin bundan avval, XVIII asrning 70-yillarida Kavendish bunday tajriba qo'ygan. Metalldan ikkita yuqqa

sfera yasalgan, ulardan tashqisi, katta radiuslisi ikki qismdan iborat bo'lgan. Tashqi sfera avval zaryadlanmagan bo'lgan. Uning ichiga zaryadlangan ikkinchi sfera kiritilgan. Tashqi sferadagi kichik teshik orqali sferalar bir-biri bilan vaqtincha birlashtirilgan. so'ngra tashqi sfera ikkiga ajratilib, ichki sfera tashqariga olingan. Uni elektroskopga ulab, unda zaryadlar yo'qligiga ishonch hosil qilingan. Tajriba asosida Kavendish zaryadlar orasida ta'sirlashuv teskari kvadratlar qonuniga bo'ysunadi degan xulosa chiqargan.

Kavendish bu izlanishlari natijalarini nashr etmagan. Keyinchalik, uning hujjatlari bilan tanishgan Maksvell ularni 1879-yilda nashr etgan («Hurmatli Genri Kavendishning elektr sohasidagi izlanishlari»), lekin bu davrga kelib ular faqat tarixiy ahamiyatga ega bo'lgan. Fanning rivojlanishi esa Kulon izlanishlariga asoslangan.

O'tkazgich sirtidagi maydon 10-§ da ko'rib chiqiladi. Bu maydonning sirtga tikligi va miqdoran $D = \sigma$ tengligi ko'rsatiladi.

Tekis zaryadlangan sferaning elektr maydoni. Sferaning radiusi R , zaryadi Q bo'lsin. Sfera tekis zaryadlanishi uchun u o'tkazgichdan yasalishi va turli jismlardan uzoqlashgan bo'lishi kerak. Sfera tekis zaryadlangani uchun uning maydoni ham sferik simmetriyaga ega bo'ladi: kuch chiziqlari radial yo'nalishda bo'ladi va teng radiusli nuqtalarda maydon induksiyasi teng bo'ladi. Shunday qilib masala shartidan maydon haqida katta ma'lumotga ega bo'ldik, faqat induksiyaning radiusga qanday bog'liqligini topish qoldi. Gauss teoremasini radiusi $r < R$ sferaga qo'llaylik. Sferaning ixtiyoriy kichik yuzasi uchun $d\bar{S}$ ham radius bo'ylab joylashgan bo'ladi, shuning uchun:

$$\oint_S \bar{D} d\bar{S} = D \oint_S dS = 4\pi \cdot r^2 D = 0. \quad (8.5)$$

Bundan zaryadlangan sferaning ichki hajmida $D = 0$, $E = 0$ ekanligini topamiz. Ilgari bu natijani boshqa usulda ham topgan edik.

Zaryadlangan sferadan tashqaridagi ($r > R$) nuqtalar uchun (8.5) tenglikning o'ng tarafiga sfera zaryadini qo'yamiz:

$$D = Q / 4\pi r^2, \quad E = kQ / r^2 \quad (8.6)$$

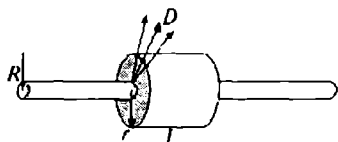
Shunday qilib sferaning tashqi maydoni nuqtaviy zaryad maydoni kabi bo'lar ekan. Jumladan sfera sirtidagi nuqtalar uchun:

$$D = Q / 4\pi R^2 = \sigma, \quad (8.7)$$

elektr induksiya zaryadlarning sirt zichligiga teng ekan. Bundan talabalar ba'zan «Induksiya bu zaryad zichligi» degan noto'g'ri xulosa chiqarishadi. Bundagi xato shundaki, induksiya bepoyon fazo bo'ylab yoyilib ketgan maydondir, sferadan uzoqlashgan sari uning qiymati kamayib boradi, zaryadlar esa sferada joylashgan zarralardir. $D = \sigma$ tenglik faqat sfera sirtida o'rinli bo'lib, tenglikda turli fizik miqdorlar ishtirok etadi, ularning tenglik bilan bog'langani fizik qonunni tashkil etadi.

Sferaning tashqi potentsiali nuqtaviy zaryadniki kabi $\varphi = kQ/r$, jumladan zaryadlangan sferaning potentsiali quyidagicha bo'ladi:

$$\varphi = kQ / R. \quad (8.8)$$



8.5-rasm.

Sferaning butun sirti va ichki hajmida potentsial bir xil bo'ladi.

Tekis zaryadlangan silindr maydoni. Silindr dielektrikdan yasalgan bo'lsa, uning tekis zaryadlanishi qiyin, zaryadlar qaysi joyda bor bo'lsa, o'sha

joyda turaveradi. Silindr o'tkazgichdan iborat bo'lsa, silindrga berilgan zaryad silindrning butun sirti bo'ylab taqsimlanadi, ichki maydon nol bo'ladi. Silindr boshqa jismlardan uzoqda bo'lganda uning uchlaridan (asoslaridan) uzoqroqdagi nuqtalarda zaryadlar silindr sirti bo'ylab tekis taqsimlanadi, maydon induksiyasi radiuslar bo'ylab yo'nalgan va qiymati faqat radiusga bog'liq bo'ladi.

Silindr radiusi R , zaryadlar sirt zichligi σ bo'lsin. Silindrning radiusi $r (r > R)$ bo'lgan tashqi silindrik sirt bilan o'raylik, uning uzunligi zaryadlangan silindr uzunligidan bir necha marta kichik bo'lsin (8.5-rasm). Bu tashqi sirtga Gauss teoremasini qo'llasak, silindr asoslarida $\vec{D}d\vec{S} = 0$ bo'ladi, yon sirtida esa:

$$2\pi rLD = 2\pi RL\sigma,$$

$$D(r) = \sigma R / r, \quad E(r) = \sigma R / \varepsilon\varepsilon_0 r \quad (8.9)$$

Bu misolda ham silindr sirtida ($r = R$) $D = \sigma$ ekanligini ko'ramiz. Silindrning birlik uzunligida $\lambda = 2\pi R\sigma$ zaryad borligini hisobga olsak,

$$D(r) = \lambda / 2\pi r, \quad E(r) = \lambda / 2\pi\epsilon_0 r. \quad (8.10)$$

Bu formulalar tekis zaryadlangan uzun simlarning maydonini hisoblash uchun qulay.

Topilgan maydon potensialini hisoblaylik.

$$Edr = (\sigma R / \epsilon_0 r) dr = (\sigma R / \epsilon_0) d \ln r = -d\varphi,$$

$$\varphi = -(\sigma R / \epsilon_0) \ln r \quad (8.11)$$

$$\Delta\varphi = (\sigma R / \epsilon_0) \ln(r_1 / r_2). \quad (8.12)$$

Savol va masalalar

8.1. Maydon induksiyasi va maydon kuchlanganligi uchun Gauss teoremasini yozing.

8.2. Gauss teoremasining fizik ma'nosini tushuntiring.

8.3. Zaryadlar maydonning manbasi ekanligini Gauss teoremasi yordamida tushuntiring.

8.4. Gauss teoremasining differensial ko'rinishini yozing.

8.5. O'tkazgich hajmida elektr maydon kuchlanganligi, potensial, zaryad zichligi qanday?

8.6. Zaryadlar o'tkazgichning sirtida joylashishini qanday tajribada ko'rsatish mumkin?

8.7. Tekis zaryadlangan sferaning ichki va tashqi maydoni qanday?

8.8. Tekis zaryadlangan silindrning ichki va tashqi maydoni qanday?

8.9. Tekis zaryadlangan tekislikning ichki va tashqi maydoni qanday?

8.10. $\operatorname{div}\vec{r}$ va $\operatorname{div}(\vec{r}/r^3)$ ni hisoblang.

8.11. Klassik fizikada gravitatsion maydon qonunlari elektorstatika qonunlariga o'xshaydi. Buning sababi — Kulon qonuni va butun dunyo tortilish qonunlarining o'xshashligida. Gravitatsion maydonda $\vec{F} = m\vec{g}$, \vec{g} — erkin tushish tezlanishidir. Gravitatsion maydon uchun Gauss teoremasi quyidagicha ifodalanadi: $\oint_S \vec{g}d\vec{S} = -4\pi GM$, Bu yerda M — yopiq

S sirtning ichidagi to'liq massa, G — gravitatsion doimiy. Minus ishora

- gravitatsion maydon doim tortishish xarakteriga egaligidan kelib chiqadi. Gauss teoremasidan foydalanib M massa va R radiusli bir jinsli sayyora gravitatsion \bar{g} maydonini uning hajmidagi va tashqarisidagi nuqtalar uchun hisoblang.

9-§. Elektr sig‘im. Kondensatorlar. Elektr maydon energiyasi

Jismlardagi zaryad bilan ularning potentsiali orasida chiziqli bog‘lanish o‘rinli:

$$q = C\varphi. \quad (9.1)$$

Bu bog‘lanishdagi C koeffitsiyent jismning elektr sig‘imi deb ataladi. Uning birligi

$$[C] = C/V = F \text{ (Farada)}. \quad (9.2)$$

$V = J/C$ bo‘lgani uchun, sig‘im birligini C^2/J deb yozish ham mumkin. Farada juda katta sig‘im bo‘lgani uchun, amalda pF , nF , mkF birliklar ko‘p qo‘llaniladi. Lekin hozirgi zamonda kF sig‘imga ega bo‘lgan kondensatorlar ham yaratilgan.

Potentsiali φ bo‘lgan jismga dq zaryadni yaqinlashtirib, dastlabki zaryadga qo‘shish uchun $dW = \varphi dq = \varphi C d\varphi = d\left(\frac{C\varphi^2}{2}\right)$ ish bajarish zarur. Demak potentsiali φ bo‘lgan jismning energiyasi

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (9.3)$$

ga teng ekan. Bu energiya jism atrofidagi elektr maydon energiyasidir.

Yakkalangan shar (sfera) sig‘imini analitik ifodalash mumkin. Buning uchun (8.8) $\varphi = kQ/R$ tenglikni o‘zgartirib ko‘chiraylik:

$$Q = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R\varphi. \quad (9.3)$$

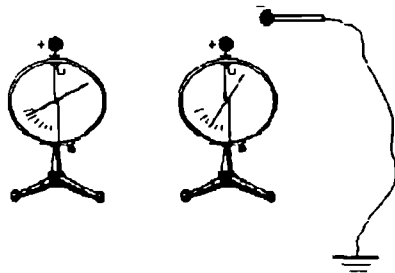
Yakkalangan sferaning (sharning) sig‘imi:

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R. \quad (9.4)$$

Jism sig‘imi uning o‘lchamlari va shakliga, atrofidagi jismlarning joylashishiga, xullas jism atrofidagi elektr maydon qanday sharoitda

mavjud bo'lishiga bog'liq. Quydagi tajriba sig'imning bu xossasini tasdiqlaydi.

Elektroskopni zaryadlaylik, uning strelkasi og'ib, zaryadlar miqdorini baholash imkonini beradi. Sim orqali yerga (suv qururiga) ulangan o'tkazgichni elektroskop tashqi elektrodiga yaqinlashtiramiz. Masofa kamaygani sari elektroskop strelkasining pasayishini kuzatamiz (9.1-rasm).



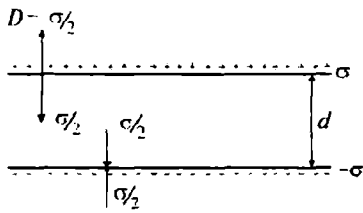
9.1-rasm.

Tajribani tushuntiraylik. strelkaning og'ishi elektroskopning pastki qismidagi zaryadlar miqdori bilan bog'liq. Asbobdagi zaryad musbat bo'lsin. Elektroskopning yuqoridagi elektrodiga tashqi jismning yaqinlashishi tufayli tashqi jismda manfiy zaryad yig'iladi, musbat zaryadlar unga tortilib, elektroskopning yuqori qismiga yig'iladi, elektroskopning pastki qismidagi zaryadlar miqdori kamayib, elektroskop strelkasining og'ishi ham kamayadi. Boshqacha aytganda, tajriba jarayonida elektroskopning tashqi o'tkazgichning yaqinlashuvi uning yuqori qismining elektr sig'imini orttirib, u tarafdagi zaryadlar miqdori ko'paydi.

Tajriba elektr sig'imni orttirishga yo'llanma beradi. Bir o'tkazgich sig'imini orttirish uchun unga ikkinchi, yerga ulangan o'tkazgichni iloji boricha yaqinlashtirish kerak. Yassi kondensator tuzilishi ana shu tavsiyaga asoslangan.

Yassi kondensator ikki yassi metall plastinkadan iborat bo'lib, ular havo yoki dielektrik bilan ajratiladi. Plastinkalar sirti S ning ortishi, ularning oralig'i d ning kamayishi sig'imni orttiradi. Kondensator qoplamalari tok manbaining turli qutblariga ulanadi. Natijada kondensator qoplamalarida turli ishorali zaryadlar yig'iladi. Kondensator sig'imini (9.1) formula bilan baholash uchun, unga ikki plastinka orasidagi potentsiallar farqi qo'llaniladi, zaryad o'rnida plastinkalarning biridagi zaryad (zaryadning moduli) ishlatiladi.

Kondensator maydonini o'rganish uchun sirtlar cheksiz o'lchamga ega deylik, ularning elektr maydonini (8.11) formulalar bilan ifodalaylik:



9.2-rasm.

$$D = \sigma/2, \quad E = \sigma/2\epsilon\epsilon_0 \quad (9.5)$$

Maydon plastinkalarga tik ravishda, musbat zaryadlar uchun tashqariga yo'nalgan bo'ladi, ikkinchi, manfiy zaryadlangan plastinka uchun ichkariga — plastinka tomon yo'nalgan bo'ladi (9.2- rasm).

Sirtlardan birining zaryadi $q = \sigma S$, ikkinchisining $E = \sigma/2\epsilon\epsilon_0$ maydonida joylashib, sirtlar

$$F = qE = \sigma^2 S / 2\epsilon\epsilon_0 \quad (9.6)$$

kuch bilan tortishadi. Bu kuch masofaga bog'liq bo'lmagani uchun, kondensatorning energiyasi W zaryadlarni F kuch bilan d masofaga ajratilganda hosil bo'ladi deb hisoblash mumkin:

$$W = Fd = \frac{\sigma^2}{2\epsilon\epsilon_0} Sd = wV \quad (9.7)$$

Bu yerda V — kondensatorning hajmi,

$$w = \frac{\sigma^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (9.8)$$

— elektr maydon energiyasining zichligi.

9.2-rasmdan ko'rinib turibdiki, kondensator hajmidan tashqarida sirtlarning maydonlari o'zaro teskari yo'nalgan bo'lib, to'liq maydon nolga teng, kondensator ichida esa maydonlarning yo'nalishlari mos kelib, ular qo'shiladi:

$$D = \sigma, \quad E = D / \epsilon\epsilon_0 = \sigma / \epsilon\epsilon_0. \quad (9.9)$$

Kondensatordagi potentsiallar farqi esa umumiy qoidalarga ko'ra

$$U = Ed \quad (9.10)$$

ga teng.

Elektr maydon energiyasining zichligini maydon xarakteristikalarini orqali ifodalash mumkin:

$$w = \frac{\sigma^2}{2\epsilon\epsilon_0} = \frac{D^2}{2\epsilon\epsilon_0} = \frac{ED}{2} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2}. \quad (9.11)$$

Elektr maydoni kuchlanganlik, induksiya, potensial xarakteristikalaridan tashqari energiya zichligi parametri bilan ham tafsiflanar ekan. Elektr maydon moddiy jismlar kabi energiyaga ega ekan.

Kondensatorning to'liq energiyasi esa:

$$W = \frac{ED}{2} Sd = \frac{1}{2} (Ed)(DS) = \frac{Uq}{2}. \quad (9.12)$$

(9.1) dan foydalansak, energiya uchun boshqa ifodalar ham kelib chiqadi:

$$W = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (9.13)$$

Elektr sig'imi deb zaryad va kuchlanish orasidagi koeffit-siyentga aytiladi. Shunga asosan yassi kondensator sig'imini topamiz:

$$C = q/U = \sigma S / Ed. \text{ Bu yerda } \sigma / E = D / E = \epsilon \epsilon_0$$

$$C = \epsilon \epsilon_0 S / d. \quad (9.13)$$

Shunday qilib yassi kondensator sig'imi, kondesatoridagi elektr maydon, kondensator energiyasi, elektr maydon ener-giyasining zichligiga doir muhim formulalar qisqa va mantiqiy ketma- ketlikda keltirib chiqariladi.

Elektr maydon bosimi. Energiya zichligining birligi $J/m^3 = N/m^2 = Pa$ — bosim birligi bilan mos keladi. Yassi kondensator misolida energiya zichligi va bosimning ekvivalentligini tahlil qilaylik. (9.6) formulaga muvofiq kondensatorning zaryadli sirtiga ta'sir etuvchi bosim $\sigma^2 / 2\epsilon\epsilon_0$ ga teng. Bu bosim sirtning bir yonidagi energiya zichligi $w = \sigma^2 / 2\epsilon\epsilon_0$ ((9.8) formulaga qarang) va boshqa yonidagi energiya zichligining (nolga teng) ayirmasiga teng. Bu farq aynan sirdagi zaryadlar hisobiga vujudga keladi. Elektr maydon bosimi haqidagi bilimlarni quyidagi masalaga qo'llaylik.

Masala. R radiusli o'tkazgichdan yasalgan sfera Q zaryad bilan zaryadlangan. Sferaning birlik yuzasiga ta'sir etuvchi bosim topilsin.

Yechim. Sfera sitidagi zaryadlar zichligi $\sigma = Q / 4\pi R^2$. sferaning hajmidagi elektr maydon induksiyasi $D = 0$, sirtida esa nuqtaviy zaryad maydoni kabi maydon hosil bo'ladi: $D = Q / 4\pi R^2 = \sigma$.



9.3-rasm.

Elektr maydon bosimi sirt tashqarisidagi energiya zichligiga teng bo'ladi:

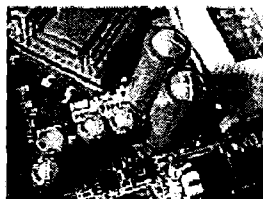
$$P = \frac{D^2}{2\epsilon\epsilon_0} = \frac{\sigma^2}{2\epsilon\epsilon_0}.$$

Bu bosim zaryadning ishorasidan qat'i nazar sfera sirtini tashqi tarafga yo'nalgan, bu boshqa sferani yemirib yuborishi ham mumkin.

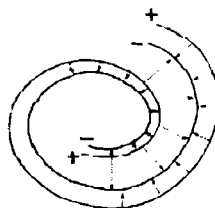
Kondensator elektrotexnikada va radiotexnikada keng qo'llaniladigan elektr asbobdir. Sig'imiga, mo'ljallangan kuchlanishiga, ish sharoitiga qarab, yuzlab turdagi kondensatorlar ishlab chiqariladi. Doimiy sig'imli kondensatorlardan tashqari o'zgaruvchan sig'imli kondensatorlar ham yaratilgan. Ularning sig'imi faqat mexanik tarzda emas, maxsus kondensatorlarda elektr ta'sirida ham o'zgartirilishi mumkin. Televizordan boshlab, kompyuter sxemasiga qadar turli kondensatorlar qo'llaniladi (9.3 va 9.4-rasmlar). Hamma joyda uni kamroq material sarflab, kichikroq hajmli bo'lishi, sig'imi esa kattaroq bo'lishi talab qilinadi. Bunga qanday qilib erishish mumkinligi (9.13) formulaga asoslanib o'rganiladi.

Kondensator sig'imini oshirishning birinchi yo'li — yuzani oshirish. Sig'imni oshirishning ikkinchi yo'li — d oraliqni kamaytirish. Sig'imni oshirishning uchinchi yo'li — dielektrik singdiruvchanligi katta dielektriklarni qo'llash. Bu tavsiyalarni kompleks qo'llash sig'imni maksimal oshirish imkoniyatini yaratadi.

Kondensator sirtlarini metall zar qog'ozdan, oraliqlarini yog' singdirilgan qog'ozdan yasab, ularni o'rab, ixcham silindr shaklidagi kondensator yasash mumkin. Yuzani oshirish hisobiga sig'im-



9.4-rasm.



9.5-rasm.

ni 1-2 tartibga oshirish mumkin. Elektr maydon o'ralgan zarqog'ozning ikkala sirtida joylashib, buning hisobiga ham sig'im 2 marta ortadi (9.5-rasm).

Aluminiy plastinkani kislorod atmosferasida qizdirilsa — sirti oksidlanadi, shunday yo'l bilan qalinligi ≈ 10 atom o'lchamiga ($10^{-9} m$) ega bo'lgan dielektrik qatlam hosil qilish mumkin. Uning sirtini ikkinchi yarim o'tkazgich yoki quyuq elektrolit bilan qoplab, kondensator hosil qilish mumkin. Oraliqni bunday kamaytirish hisobiga kondensator sig'imini 10^7 marta orttirish mumkin.

Kondensatorlar yaratishda hozirgi kunga kelib ulkan yutuqlarga erishilgan. Ular 1879-yilda G.Gelmgols tomonidan taklif etilgan metall-suyuq elektrolit sirtida erigan dipol momentli molekularlar tufayli hosil bo'ladigan «Qo'sh elektr qatlam» (QEQ) g'oyasiga asoslangan. QEQ nihoyatda katta sig'imli kondensator vazifasini bajaradi. Bu qatlam elektrod sirtida elektr maydon ta'sirida hosil bo'ladi. Qatlamning qalinligi $1 \text{ \AA} - 2 \text{ \AA}$ bo'lgani uchun ulkan sig'imli kondensatorlar yaratilishi mumkin. Bunday ajoyib texnik yechim elektrodlarning effektiv yuzasini millionlab marta oshiradigan ikkinchi kashfiyot bilan to'ldirilgan. Elektrodlar maxsus g'ovak materiallardan yasaliib, material 1 grammining sirti $1000-3000 m^2$ ni tashkil etadi.

Bunday g'oyalarga asosan yasalgan kondensatorlarni NEC yapon korporatsiyasi supercapTM (superkondensator) savdo markasi bilan bozorga chiqargan. Misol ta'rifasida CKMC2600 kondensatorni ko'rish mumkin. Uning sig'imi 2600 F, balandligi 138 mm, diametri 58 mm, massasi 470 g ni tashkil etadi. Impulsi tokda bu kondensator 5 kW quvvat berishi mumkin. Bunday kondensatordan yiliga milliondan ortiq chiqarilgani holda, narhi 26\$ ni tashkil etadi ([www//madelectronics.ru/library](http://www/madelectronics.ru/library)).

Savol va masalalar

9.1. Nuqtaviy zaryad atrofidagi elektr maydon energiyasining zichligi masofaga qanday bog'liq?

9.2. Elektr dipol maydoni energiyasining zichligi masofaga qanday bog'liq?

9.3. Bir necha kondensator parallel ulangan bo'lsa, ularning umumiy sig'imi nimaga teng?

9.4. Bir necha kondensator ketma-ket ulangan bo'lsa, ularning umumiy sig'imi nimaga teng?

9.5. Kondensator energiyasi nimalarga bog'liq?

9.6. Yassi kondensator maydoni qanday parametrlar bilan tavsiflanadi?

9.7. Yassi kondensator parametrlari o'zaro qanday bog'liq?

9.8. Kondensator qoplamalaridagi zaryadlar zichligi σ ga teng. Kondensator qoplamalarining oralig'i d_1 va d_2 qalinlikdagi turli dielektrlardan iborat bo'lsa, kondensatordagi kuchlanishni hisoblang. Ko'rsatma: avval maydon induksiyasini toping, uning qiymati dielektrlarga bog'liq emas.

9.9. CKMC2600 kondensator $2.7V$ kuchlanishga mo'ljallangan bo'lsa, unda yig'ilgan energiya «Neksiya»ning dvigatelini ishga tushirish uchun yetarlimi (zaruriy energiya $10kJ$)?

9.10. Katta sig'imli kondensatorlar qanday maqsadlarda qo'llanishi mumkin?

9.11. O'tkazgich materialdan yasalgan R radiusli katta L uzunlikdagi silindr P bosimga chidaydi. Qanday zaryad bu silindrni sochib yuborishi mumkin? (*Javob:* $q = 2\pi RL\sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 P}$).

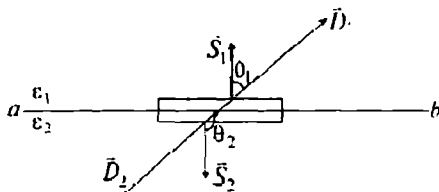
10-§. Ikki muhit chegarasida elektr maydonining sinishi

Avvalgi bo'limlarda elektr induksiyasidan yopiq sirt bo'yicha integral hisoblanib, Gauss teoremasi, maydon kuchlanganligini yopiq chiziq bo'ylab integrallab, maydon sirkulyatsiyasi nolga tengligi keltirib chiqarilgandi:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = q, \quad (10.1)$$

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = 0. \quad (10.2)$$

Ushbu bo'limda bu tengliklardan ikki muhit chegarasida elektr maydon qanday o'zgarishini o'rganish uchun foydalaniladi.



10.1-rasm.

10.1-rasmda ab chiziq ikki muhit chegarasi, muhitlarning elektr singdiruvchanligi ϵ_1 va ϵ_2 . Gauss teoremasidan foydalanish uchun yopiq silindr chizamiz. Bu silindrning asoslari ikki muhit chegarasiga parallel bo‘lib, ikki asos ikki muhitda joylashsin. Rasmda silindrning yon sirti ko‘rinmoqda, asoslari \vec{S}_1 va \vec{S}_2 esa ko‘rinmayapti. silindr balandligi cheksiz kichik bo‘lishi kerak, shunda yon sirt bo‘yicha integral hisoblanmasligi mumkin. Silindr juda yupqa bo‘lgani uchun uning ichiga faqat sirt zaryadlari sig‘ishi mumkin, ularning miqdori σS bo‘ladi, asoslarining vektorlari yo‘nalish jihatdan farq qilsada, modul jihatdan farq qilmaydi. Integral birinchi va ikkinchi muhitdagi silindr asoslari bo‘yicha integrallarga ajrab ketadi:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \vec{D}_1 \vec{S}_1 + \vec{D}_2 \vec{S}_2 = D_1 S \cos\theta_1 + D_2 S \cos\theta_2$$

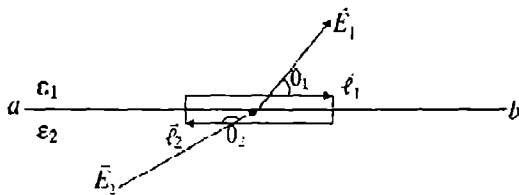
Kosinus funksiya proyeksiyalarni hisoblashda qo‘llaniladi, $D_1 \cos\theta_1 = D_{1n}$ induksiyaning \vec{S}_1 yo‘nalishiga, ya‘ni ikki muhit chegarasiga normal yo‘nalishiga proyeksiyasi D_{1n} ni beradi, ikkinchi $D_2 \cos\theta_2 = -D_{2n}$ ham induksiyaning normal yo‘nalishiga proyeksiyasini beradi, faqat bu yerda burchak o‘tmas bo‘lgani uchun proyeksiya manfiy bo‘ladi. Natijada:

$$S(D_{1n} - D_{2n}) = \sigma S,$$

$$D_{1n} = D_{2n} + \sigma \quad (10.3)$$

Bunga asosan elektr maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchilari uchun ham chegaraviy shartni yozish mumkin:

$$\epsilon_1 \epsilon_0 E_{1n} = \epsilon_2 \epsilon_0 E_{2n} + \sigma \quad (10.4)$$



10.2-rasm.

Shunday qilib, elektr induksiyaning normal tashkil etuvchisi chegarada σ miqdorga o'zgarar ekan, chegara neytral bo'lsa D_n chegarada o'zgarmas ekan. Ikki muhit elektr singdiruvchanligi bilan farq qilgani uchun E_n chegarada (10.4) ga muvofiq albatta o'zgaradi.

Topilgan ikki tenglikdan (10.3) birlamchi bo'lib, uni eslab qolish ham qulayroqdir. Ikkinchi tenglikni birinчисiga qarab yozish mumkin.

(10.2) qonundan foydalanish uchun yopiq chiziq tanlanishi kerak. Bu chiziqni to'g'ri to'rtburchak shaklida tanlanadi (10.2-rasm), uning ikki uzun tomonini ikki muhitda chegaraga parallel joylashtiriladi, qolgan ikki tomoni cheksiz kichik qilib tanlanadi. Shunda integral to'rtburchakning faqat ikki tomoni bo'yicha hisoblanishi yetarli bo'ladi. To'rtburchakning aylanish yo'nalishi soat strekasi bo'yicha bo'lsin. Shunday holda integralni hisoblaymiz:

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = \vec{E}_1 \vec{l}_1 + \vec{E}_2 \vec{l}_2 = l (E_1 \cos\theta_1 + E_2 \cos\theta_2) = l(E_{1r} - E_{2r}) = 0.$$

Bundan:

$$E_{1r} = E_{2r}. \quad (10.5)$$

Chegarada elektr maydon kuchlanganligini tangensial (sirt bo'ylab) tashkil etuvchisi uzluksiz ekan. Elektr induksiya uchun quyidagi tenglik o'rinli:

$$D_{1r} / \varepsilon_1 = D_{2r} / \varepsilon_2. \quad (10.6)$$

(10.3) (10.6) tengliklar ikki muhit chegarasida maydon o'zgarishini to'liq aniqlab beradi. Jumladan bu tengliklarni muhitlardan biri metall bo'lgan hol uchun qo'llashimiz mumkin. Masalan, ikkinchi muhit metall bo'lsa $\vec{E}_2 = 0$, $\vec{D}_2 = 0$. Unda

(10.5) va (10.6) ga ko'ra: $E_{1r} = 0$, $D_{1r} = 0$. Demak maydon metall sirtiga tik bo'lar ekan. (10.3) va (10.4) ga asosan:

$$D_{1n} = \sigma, \quad E_{1n} = \sigma / \epsilon_1 \epsilon_0. \quad (10.7)$$

10.1-rasmga muvofiq, elektr induksiya kuch chiziqlarining burchaklari uchun quyidagi munosabatlar o'rinli:

$$\operatorname{tg} \theta_1 = D_{1r} / D_{1n},$$

$$\operatorname{tg} \theta_2 = D_{2r} / D_{2n}.$$

Soddalik uchun $\sigma = 0$ bo'lgan holni ko'raylik. Unda $D_{1n} = D_{2n}$,

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2} = \frac{D_{1r}}{D_{2r}}. \quad (10.8)$$

Ikki muhit chegarasida maydonlarning o'zgarishini burchaklarga ko'ra o'rganish ayniqsa optikada qulaydir. Yorug'lik nurlari elektromagnit to'lqinlardan, elektr va magnit maydonlardan iborat. Shuning uchun optikadagi yorug'lik nurlarining sinish qonuni yuqoridagi kabi hisoblashlarning natijasida nazariy keltirib chiqariladi va tajriba natijalariga mos keladi.

Metallning sirtida zaryadlar tekis taqsimlanmaydi. Masalan, biron neytral metall bo'lagi elektr maydonga kiritilganda uning ichida maydon nolga teng bo'lishiga qaramay, sirtida maydon bo'ladi. Metall bo'lagi neytral bo'lgani uchun unga kirayotgan va chiqayotgan maydon oqimi teng bo'ladi, sirtning ayrim qismlarida musbat zaryadlar yig'ilib ($\sigma > 0$), maydon kuch chiziqlari sirtan tashqariga chiqadi. Sirtning boshqa qismlarida manfiy zaryadlar ($\sigma < 0$) yig'ilib, bu yerda tashqi maydon kuch chiziqlarining sirtidagi zaryadlarga kelib tugashi kuzatiladi. Metall bo'lagi musbat zaryadlangan bo'lsa, undan chiqayotgan elektr maydon kuch chiziqlari ko'proq bo'ladi, kirayotganlari kamroq bo'ladi, butunlay yo'q bo'lishi ham mumkin.

Zaryadlarining o'tkazgich sirtidagi taqsimotiga tashqi elektr maydondan tashqari sirtning shakli ham muhim ahamiyatga ega. Aniqlik uchun murakkab shaklga ega bo'lgan jism manfiy zaryadlangan, unda elektronlar ortiqcha bo'lsin. Jism sirtining turli qismlarini turli egrilikka ega bo'lgan sferik sirtlar sifatida tasavvur qilish mumkin. Sfera sirtida zaryadlar va potensial orasidagi

bog'lanish bizga ma'lum: $\varphi = kq / R = (1 / 4\pi\epsilon_0) \sigma 4\pi R^2 / R = \sigma R / \epsilon\epsilon_0$. Murakkab shakldagi o'tkazgich sirtining turli qismlarida potensial bir hil bo'lgani holda, egrilanish turlicha. Demak sirtning ikki qismi uchun $\sigma_1 R_1 = \sigma_2 R_2$ deb yozish mumkin. Bunga asosan egrilanish katta (egrilik radiusi juda kichik) bo'lgan sirtlar uchun sirt zaryadlar zichligi juda katta bo'lishi kelib chiqadi. Shunga mos ravishda o'tkazgichning uchli qismlarida tashqi elektr maydon kuchlanganligi E juda katta bo'ladi. Agar E ning qiymati havoning ionlanish chegarasi $30 kV/sm$ dan ortib ketsa, o'tkazgichning uchli qismining atrofida tojli razryad kuzatiladi, o'tkazgich elektronlarining o'tkazgich uchidan chiqib ketishi kuzatiladi. Havodagi musbat ionlar esa elektronlarga nisbatan teskari yo'nalishda harakatga keladi, yo'llarida neytral havo molekularini ham ergashtirib, elektr shamolini hosil qiladi. Bu haqda gazlardagi elektr toki bo'limida ham aytiladi. O'tkazgichning zaryadi kamayib, shunga mos ravishda sirtidagi elektr maydon $30 kV/m$ qiymatdan kichraygandan keyin elektr shamoli to'xtaydi.

$\sigma_1 R_1 = \sigma_2 R_2$ tenglikni o'tkazgich sirtining botiq sohasiga qo'llaylik. Bunday sohada egrilik radiusi manfiy bo'lgani uchun, sirt zaryadlari ham teskari ishorali bo'ladi. O'tkazgich manfiy zaryadlanganiga qaramay, uning botiq sirtlari musbat zaryadlanadi.

Savol va masalalar

10.1. Maydonning ikki muhit chegarasida sinishi qanday qonunlar asosida o'rganiladi?

10.2. Maydonning ikki muhit chegarasida o'zgarishini ifodalovchi qaysi tengliklar eslab qolingani ma'qul?

10.3. Metall bilan dielektrik chegarasida maydon qanday o'zgaradi?

10.4. Metall sirtidagi maydon kuchlanganligi $5 V/m$ va $\epsilon = 2$ bo'lsa, sirtning shu qismida zaryadlar zichligi qanday?

10.5. Ikki dielektrik chegarasi zaryadsiz, $\epsilon_1 = 2$, $\epsilon_2 = 2.8$ bo'lsin. Agar birinchi muhitda \vec{E} muhitlar sirti bilan $\pi/6$ burchak hosil qilgan bo'lsa, ikkinchi muhitda bunday burchakning qiymati qanday?

10.6. O'tkazgich sirti uchun $\sigma_1 R_1 = \sigma_2 R_2$ munosabatdan qanday xulosalar chiqadi?

11-§. Elektr maydondagi zarralarning harakati

Elektr va magnetizm bo'yicha mavjud masalalar to'plamlarida elektr va magnit maydonlarini o'rganishga katta e'tibor qaratilgan bo'lib, bu maydonlardagi zaryadlarning harakatiga yetarli e'tibor berilmagan. Shuning uchun qo'llanmani ushbu bo'lim bilan boyitish lozim topildi.

Elektr maydondagi zaryadli zarraga elektr kuchlar ta'sir etadi. Elektr kuchlar shunday katta bo'ladi, ko'p hollarda zarraning og'irligi borligini hisobga olmasa ham bo'ladi. Zarraning harakati mexanika qonunlariga bo'ysunadi. Mexanikada birinchi navbatda gravitatsion maydondagi jismning harakati o'rganilgan. Gravitatsion maydon ham, elektrostatik maydon ham potensial xarakterga ega bo'lgani uchun, ayrim hollarda o'xshash masalalarni uchratamiz.

Gravitatsion maydondagi jismga ta'sir etuvchi kuch gravitatsion massaga mutanosib bo'ladi: $\vec{F} = -m_g \text{grad}\varphi_g$ (bu yerda φ_g — gravitatsion maydon potentsiali), unda harakat tenglamasi:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -m_g \text{grad}\varphi_g \quad (11.1)$$

bo'ladi. Tajribaga ko'ra gravitatsion massa m_g inertsion m massaga teng bo'lib, gravitatsion maydondagi harakat tenglamasi barcha jismlar uchun bir xil bo'ladi. Galiley aytganidek, bir xil sharoitda barcha jismlar bir xil harakatlanadi.

Elektr maydonda sharoitlardagi imkoniyatlar kengroq. Zarra-ning harakati uning ham massasiga, ham zaryadiga bog'liq bo'ladi:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = q \vec{E} = -q \text{grad}\varphi. \quad (11.2)$$

Jumladan, bir maydonning o'zida musbat va manfiy zaryadli zarralar harakati keskin farq qiladi. So'ngra, elektr maydonning turli — tuman shakllari yaratilishi mumkin. Elektr maydon cheklangan sohalarda hosil qilinishi mumkin. Elektr maydonni o'zgartirib turish mumkin. Shunday qilib, turli-tuman, ko'p hollarda amaliy ahamiyatga ega masalalarni ko'rib chiqish mumkin.

Bir jinsli maydonga xos masalalar. Bir jinsli maydonda zaryadli zarraga doimiy kuch ta'sir etadi, zaryadning harakati Yerning gravitatsion maydonidagi jism harakatiga o'xshaydi. Maydon yo'nalishida zaryad tekis tezlanuvchan harakatlansa, maydon yo'nalishiga tik yo'nalishda tekis harakatlanadi.

Nuqtaviy zaryad maydonidagi harakat. Zaryadli zarralarning ta'sirlashuvi astronomik jismlarning ta'sirlashuviga o'xshaydi. Bunday harakat uchun Kepler qonunlari o'rinli bo'ladi.

Energiya, impuls, impuls momentining saqlanish qonunlari — harakat qonuniga murojaat etmasdan bir qator masalalarni hal qilish imkonini beradi.

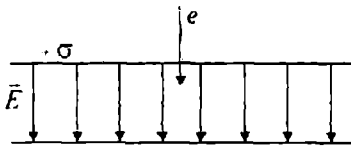
Kichik zarralar tinimsiz issiqlik harakatida bo'ladi. Tebranishlar bunday harakatning bir shaklidir. Quyida tebranisharga doir masalalar ham keltirilgan.

11.1. Qaysi holda zaryadli zarra elektr maydon kuch chiziqlari bo'ylab harakatlanadi?

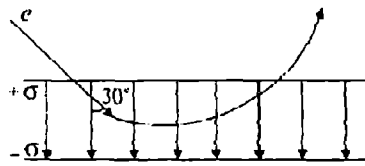
Yechim. Zarraning koordinatasi, tezligi va tezlanishi \vec{r} , \vec{v} , \vec{w} bo'lsin. Harakat tenglamasi: $m\vec{w} = q\vec{E}$ shaklga ega. Differensial tenglamani bir marta integrallasak: $m\vec{v} = q\vec{E}t + \vec{v}_0$. Bu natijadan ko'ramizki, zarraning boshlang'ich tezligi \vec{v}_0 maydon kuchlanganligi \vec{E} ga parallel yoki antiparallel bo'lgan hollarda natijaviy tezlik \vec{v} ham \vec{E} ga paralel bo'ladi. Jumladan, boshlang'ich tezlik nol bo'lganida ham zarra bir jinsli maydon bo'ylab harakatlanadi. Maydon bir jinsli bo'lmasa, zarra maydon kuchlanganligi yo'nalishidan chetlashadi. Zarra manfiy zaryadli bo'lsa, kuch maydonga nisbatan teskari yo'naladi.

11.2. Elektron birjinsli \vec{E} elektr maydonga ($E = 200 \text{ V/m}$) parallel ravishda boshlang'ich 10^7 m/s tezlik bilan kirgan. Elektron bu maydonda qancha vaqt harakatlanadi? Bunda qanday masofaga borib yetishi mumkin?

Bu masalani yechishda o'quvchi elektronning zaryadi manfiy ekanligiga e'tibor berishi kerak, natijada ta'sir etuvchi kuch maydon yo'nalishiga teskari yo'naladi. Elektronning harakati tik yuqoriga otilgan jismning harakatiga o'xshaydi.



11.2-masalaga.



11.3-masalaga.

11.3. Elektron 2sm qalinlikdagi bir jinsli elektr maydonga ($E = 250\text{V/m}$) boshlang'ich $\vartheta = 10^7\text{m/s}$ tezlik bilan kirgan. Elektron tezligi maydon kuch chiziqlari bilan 30° burchak hosil qilgan. Elektron maydondan chiqqanida yo'nalishi va tezligi qanday bo'lgan?

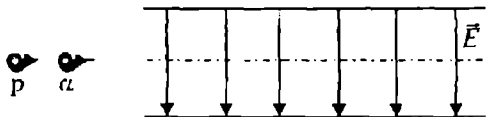
Elektronning boshlang'ich tezligi $\vartheta = 10^6\text{m/s}$ bo'lsa, yechim qanday bo'ladi?

Bu masalani yechayotgan o'quvchi elektron maydonning qaysi chegarasidan chiqishini ham tahlil qilishi kerak.

11.4. Massasi m , zaryadi $q > 0$ bo'lgan zarracha d oraliqqa ega bo'lgan yassi kondensator hajmiga kondensator musbat sirtining yonidan uchib kirmoqda. Kondensatordagi maydon kuchlanganligi E . Zarraning tezligi ϑ kondensator sirti bilan dastlab α burchakka ega bo'lsa, uning oxirgi burchagi va tezligi nimaga teng?

11.5. Proton va α zarra kondensator hajmiga maydonga tik ravishda bir xil tezlik bilan uchib kirmoqda. Ularning trayektoriyalarining to'g'ri chiziqdan chetlashishi necha marta farq qiladi?

11.6. R radiusli ikki o'tkazgichli sfera bir-biriga tegib turganda har biri Q zaryad bilan zaryadlangan va bir-biri bilan itarishib uzoqlasha boshlagan. Har birining massasi m , markazlari orasidagi masofa L bo'lsa, ularning tezliklari qanday bo'lgan?



11.5-masalaga.



11.8-masalaga.

11.7. Har birining zaryadi Q va radiusi R bo'lgan ikki sfera markazlari orasidagi masofa l ga teng. Minimal tezligi qanday bo'lgan elektron bir sferaning sirtidan chiqib, ikkinchi sferaga borib yetishi mumkin?

11.8. Qanday potentsiallar farqida tezlashgan elektron rasmdagi trayektoriya bo'ylab harakatlanishi mumkin? Silindrik kondensatordagi potentsiallar farqi V_0 .

11.9. Elektron o'z yo'lida balandligi φ_0 bo'lgan potentsial to'siqdan o'tadi va mo'ljalgga ϑ_0 tezlik bilan yetib keladi. Agar elektron o'rniga pozitron uchsa, yo'lga ketgan vaqt va natijaviy tezlik o'zgaradimi?

11.10. Elektr dipol o'lchami l , ikki zaryadning qiymatlari $\pm q$, massalari m ga teng. Dipol E kuchlanishli elektr maydonda tebranmoqda. Agar dipol maydonga tik bo'lganda tezligi nol bo'lsa, maydon bo'ylab yo'nalganda burchak tezligi va zaryadlarning chiziqli tezligi nimaga teng?

11.11. Avvalgi masaladagi dipolning kichik tebranishlar chastotasi nimaga teng?

11.12. Matematik mayatnik q zaryadga ega bo'lsa, gorizont elektr maydonda tebranish davri qanday bo'ladi? Elektr maydon vertikal bo'ylab yo'nalganda davr qanday bo'ladi? Maydon gorizont bilan burchak tashkil etsachi?

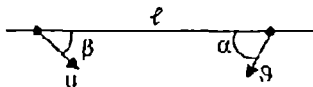
11.13. ϑ_0 tezlikka ega bo'lgan elektronlar uzoq masofadan R radiusli va C issiqlik sig'imli o'tkazgich sharga kelib tushmoqda. Dastlab zaryadsiz sharning potentsiali φ ga yetganda temperaturasi qanchaga ortadi?

11.14. Ikki elektron r masofadan boshlab uzoqlasha boshlagan bo'lsa, λr masofada qanday tezlikka ega bo'ladi?

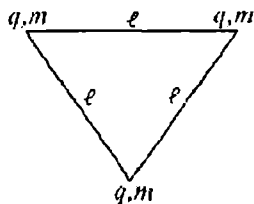
11.15. Tomonlari l bo'lgan kvadratning uchlarida to'rtta elektron bo'lgan. Ular bo'shatib yuborilsa qanday tezlikka erishadi?

11.16. Tomonlari l bo'lgan muntazam uchburchakning uchlarida uchta elektron bo'lgan. Ular bo'shatib yuborilsa qanday tezlikka erishadi?

11.17. Tomonlari l bo'lgan kvadratning uchlarida ikki proton va ikki pozitron bo'lgan, protonlar kvadratning qarama-qarshi uchlarida joylashgan. Ular bo'shatib yuborilsa qanday tezlikka



11.21-masalaga.



11.8-masalaga.

erishadi? Protonning massasi pozitronning massasidan 1840 marta ortiq.

11.18. Uzoq masofadan ϑ_1 va ϑ_2 tezlikka ega bo'lgan elektronlar bir chiziq bo'ylab bir biriga yaqinlashmoqda. Ular qanday masofagacha yaqinlashishi mumkin?

11.19. d masofada turgan ikki elektronning har biri ϑ tezlikka ega bo'lib, bir biriga burchak ostida yaqinlashmoqda. Agar ularning dastlabki tezliklari ularni birlashtiruvchi chiziq bilan α o'tkir burchak tashkil qilgan bo'lsa, ular qanday minimal masofaga yaqinlasha oladi? (Galiley almashtirishlari masalani yechishga yordam beradi.)

11.20. Avvalgi masalada elektronlardan biri dastlab tinch turgan bo'lsin. Elektronlar yana l masofada bo'lib qolganda ularning tezliklari orasidagi burchak qanday bo'ladi?

11.21. q zaryadli ikkita bir xil zarra dastlabki l masofadan yaqinlashmoqda. Ularning tezliklari u va v bir tekislikda yotadi va ularni birlashtiruvchi chiziq bilan α va β burchak hosil qiladi. Zarralar r minimal masofaga yaqinlashgan bo'lsa, zarralarning masasini aniqlang.

11.22. Ze zaryadli og'ir yadro atrofida r radiusli aylanma orbita bo'ylab bir elektron harakatlanmoqda. Qanday minimal energiya elektronni yadrodan uzib olishi mumkin?

11.23. Pozitroniy — elektron va pozitronning o'zaro tortishib aylanishidan hosil bo'ladigan kompleksdir. Pozitroniyning aylanish impuls momenti \hbar bo'lsa, undagi tok kuchi nimaga teng? Pozitroniyning bog'lanish energiyasi nimaga teng? Pozitroniyning diametri nimaga teng?

11.24. Zaryadlari qarama-qarshi bo'lgan m va M massali ikki zarra bir-biri bilan tortishib aylanmoqda. m massali zarraning tezligi necha marta oshirilsa, zarralar bir biridan butunlay uzoqlashib ketishi mumkin?

11.25. Bir karra ionlashgan vodorod molekulasini H_2^+ ikki proton va ularni birlashtiruvchi chiziq atrofida aylanuvchi elektrondan iborat. Protonlar orasidagi masofa R , elektronning aylanish impuls momenti \hbar bo'lsa, uning aylanish radiusi, tezligi va tok kuchini toping.

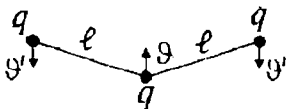
11.26. Tinch turgan protonga qarab uzoqdan tezligi ϑ bo'lgan boshqa proton kelmoqda. Boshlang'ich tezlik chizig'i tinch turgan protondan ρ chetlashishga ega bo'lsa, ularning orasidagi eng kichik masofani toping.

11.27. Oralig'i l bo'lgan ikki zaryadli zarra qo'yib yuborilsa, t_0 vaqt ichida ularning orasidagi masofa ikki marta ortgan. Ularni $3l$ masofadan qo'yib yuborilsa, masofa qancha vaqtda ikki marta ortadi?

11.28. q zaryad va m massali zarra katta masofadan Q zaryad bilan tekis zaryadlangan R radius va M massali mahkamlanmagan sfera tomon harakatlanmoqda. Zarra kichik teshiklar orqali sfera markazidan o'tib ketishi uchun uning eng kichik tezligi qanday bo'lishi kerak? Zaryadlar ishorasi bir xil.

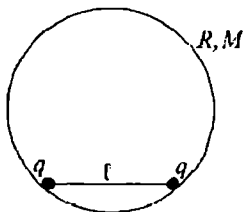
11.29. q zaryad va m massali zarra ϑ_0 tezlik bilan katta masofadan Q zaryad bilan tekis zaryadlangan R radius va M massali mahkamlanmagan halqa o'qi bo'ylab halqaga yaqinlashmoqda. Halqa dastlab tinch turgan bo'lsa, zarra uning markazidan o'tayotganda tezligi qanday bo'lgan? Zaryadlar ishorasi bir xil.

11.30. Uchta q zaryad va m massali sharcha uzunligi l bo'lgan iplar bilan uchburchak shaklida bog'langan. Iplardan biri uzib yuborilsa, sharchalarning eng katta tezligi qanday bo'ladi?



11.31-masalaga.

11.31. Uchta m massali q zaryadli sharchalar ikkita vaznsiz l uzunlikdagi iplar bilan birlashtirilgan. sistemaning tebranishlar chastotasini toping.



11.32-masalaga.



11.33-masalaga.

11.32. M massa va R radiusli mahkamlanmagan dielektrik sfera ichida ikkita m massa va q zaryadli sharcha bir-biridan l masofada turibti. Sharchalar bo'shatib yuborilsa, sfera erishadigan maksimal tezligini toping.

11.33. Konus shaklidagi H o'lchamli chuqurning uchidagi burchagi α ga teng (rasmga qarang). Chuquring sirtidan h masofada q zaryad va m massali ikki sharcha ip bilan bog'langan holda tinch turibdi. Ip uzib yuborilsa, sharchalar chuqurdan qancha balandlikka uchib chiqishi mumkin? Ishqalanishni hisobga olmang.

11.34. Ikkita q zaryad erkin holatdagi uzunligi l_0 bo'lgan prujina bilan birlashtirilgan va tebranmoqda. Tebranish paytida prujina uzunligi l_1 dan l_2 gacha o'zgarayotgan bo'lsa, uning bikirlik koeffit-siyentini toping.

11.35. m massali va Q zaryadli sfera portlab, ko'p teng bo'lak-larga bo'linib ketgan. Bo'laklarning dastlabki tezliklari radius bo'y-lab yo'nalgan va ϑ_0 ga teng. Bo'laklarning erishadigan maksimal tezligini toping.

11.36. Erkin elektronga $t = 0$ vaqtdan boshlab $E = E_0 \sin(\omega t)$ elektr maydon ta'sir etmoqda. Elektronning maksimal va o'rtacha tezligini toping.

11.37. Lazer nuridagi erkin elektronlar qanday energiyali bo'lishi mumkin? Nurning chastotasi $3 \cdot 10^{15}/s$, elektr maydon kuch-langanligi amplitudasi $10^{11} V/m$.

Muhim formulalar

- Elementar zaryad: $e = 1.6 \cdot 10^{-19} C$
- Yopiq sistema uchun zaryadning saqlanish qonuni: $dq / dt + I = 0$.

- Tok zichligi: $\vec{j} = \rho\vec{u}$.

- Uzlüksizlik tenglamasi: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$

- Kulon qonunining skalyar shakli: $F = k \frac{Qq}{r^2}$.

- Elektr doimiylar orasidagi munosabatlar:

$$k = 1/4\pi\epsilon_0, \epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$$

- Kulon qonunining vektor shakli (\vec{r} nuqtada turgan q zaryadga ta'sir etuvchi kuch):

$$\vec{F} = \frac{kQ \cdot (\vec{r} - \vec{r}_Q)}{|\vec{r} - \vec{r}_Q|^3} q.$$

- Ta'sir etuvchi Q zaryad koordinata boshida tursa, ifoda soddalashadi:

$$\vec{F} = k \frac{Q\vec{r}}{r^3} q.$$

- Nuqtaviy zaryadlar sistemasining \vec{r} nuqtadagi maydon kuchlanganligi:

$$\vec{E}(\vec{r}) = k \sum_i \frac{Q_i \cdot (\vec{r} - \vec{r}_i)}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3}.$$

- Koordinata boshida turgan zaryadning maydon kuchlanganligi:

$$\vec{E} = kQ \vec{r} / r^3$$

- Superpozitsiya prinsipi: $\vec{F} = \sum_i \vec{F}_i$, $\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i$, $\varphi = \sum_i \varphi_i$

- Uzlüksiz zaryadlarning maydon kuchlanganligi:

$$\vec{E}(\vec{r}) = k \int_V \frac{\rho \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV'$$

- Yassi sirtning maydon kuchlanganligi: $E_{\perp} = k\sigma\Omega$.

- Maydon potensialining ta'rif: $\vec{E}d\vec{l} = -d\varphi$.

- Elektr maydon bajargan ish: $A = -q\Delta\varphi$

- Kuchlanganlik va potensial orasidagi bog'lanish:

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \vec{E} = -\text{grad } \varphi.$$

- Elektrostatik maydonning yopiq chiziq bo'yicha uyurmasi:

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = 0.$$

- Elektrostatik maydon uyurmasi: $\text{rot } \vec{E} = 0$.

- Bir jinsli elektr maydon: $\vec{E} = \vec{i}E$, $\varphi = -Ex$.

- Potensial uchun Puasson tenglamasi: $\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}$.

- Nuqtaviy zaryadlar sistemasining potentsiali: $\varphi(\vec{r}) = k \sum \frac{Q_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|}$.

- Uzlüksiz zaryadlar hosil qilgan potentsial: $\varphi(\vec{r}) = k \int_V \frac{\rho dV'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$.

- Elektrostatik maydondagi nuqtaviy zaryad uchun energiyaning

saqlanish qonuni: $\frac{m\vartheta^2}{2} + q\varphi = \text{const.}$

- Elektr dipol momenti: $\vec{p} = q\vec{l}$

- Dipolning maydon kuchlanganligi va potentsiali:

$$E = \frac{kp}{r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2\theta} \quad \varphi = \frac{kp}{r^2} \cos\theta$$

- Dipolning elektr maydondagi energiyasi: $W = -\vec{p}\vec{E}$

- Dipolga ta'sir etuvchi kuch: $\vec{F} = \text{grad}(\vec{p}\vec{E})$.

- Dipolga ta'sir etuvchi kuch momenti: $M = -pE\sin\theta$

- Kuch momentining vektor shakli: $\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}$

- Elektr maydondagi dipol tebranishlarini ifodalovchi tenglama:

$$J \frac{d^2\theta}{dt^2} = -pE\sin\theta$$

- Elektr induksiya va kuchlanganlik orasidagi bog'lanish: $\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}$.

- Muhitdagi maydon: $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$

- Gauss teoremasi: $\oint_S \vec{D} d\vec{S} = Q$, $\text{div} \vec{D} = \rho$.

- O'tkazgich sirtidagi maydon: $D = \sigma$

- Tekis zaryadlangan silindr maydoni:

$$D(r) = \sigma R / r, \quad E(r) = \sigma R / \varepsilon \varepsilon_0 r,$$

$$\Delta\varphi = (\sigma R / \varepsilon \varepsilon_0) \ln(r_1 / r_2).$$

- Tekis zaryadlangan tekislik maydoni: $D = \sigma / 2$, $E = \sigma / 2\varepsilon \varepsilon_0$.

- Elektr sig'imining ta'rifi: $q = C\varphi$

- Yakkalangan sfera sig'imi: $C = 4\pi\varepsilon \varepsilon_0 R$.

- Yassi kondensator sig'imi: $C = \varepsilon \varepsilon_0 S / d$

- Yassi kondensator energiyasi: $W = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$.

- Yassi kondensatordagi maydon: $U = Ed$, $D = \sigma$.

- Elektr maydon energiyasining zichligi:

$$w = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{D^2}{2\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{ED}{2} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2}.$$

- Ikki muhit chegarasidagi maydonlar uchun bog'lanishlar:

$$D_{1n} = D_{2n} + \sigma, \quad E_{1r} = E_{2r}.$$

- O'tkazgich sirtidagi maydon uchun bog'lanish:

$$D_{1n} = D_{1r} = D_{2r} = 0, \quad D_{2n} = \sigma.$$

O'ZGARMAS TOK QONUNLARI

12-§. Elektr toki

Avvalgi bob (elektrostatika) qo'zg'almas zaryadlarning maydonini o'rganishga bag'ishlangandi. Bu bobda zaryadlarning harakati bilan bog'liq jarayonlarni o'rganamiz.

Zaryadli zarralarning tartibli harakati — elektr toki deb ataladi. Tok kuchi elektr tokining asosiy xarakteristikasidir. Tok so'zi rus tilidan kirib kelgan bo'lib, oqim ma'nosiga ega. Biz tabiatdagi suvning, havoning oqimi (shamol)ni kuzatamiz. Zaryadli zarralarning oqimi ko'zga ko'rinmasa ham, o'zining issiqlik, magnit va ko'plab boshqa ta'sirlari bilan namoyon bo'ladi. Qo'zg'almas zaryadlarga nisbatan harakatdagi zaryadlarning xossalari murakkab va qiziqarlidir. Ularni o'rganib, inson talablariga bo'yinsindirish - fanning asosiy maqsadidir. Zamonaviy texnikadagi elektrning behisob qo'llanishlari aynan elektr toki bilan bog'liq.

Zaryadli zarralar neytral zarralar bilan bir qatorda tinimsiz issiqlik harakatida bo'ladi. Bunday harakatni fizikaning molekulyar fizika bo'limida batafsil o'rganilgan. Zarralarning tezliklari turli - tuman bo'lishidan tashqari, ularning yo'nalishlari ham tasodifiy bo'ladi, va bunday zarralardan tuzilgan makroskopik jism umuman olganda qo'zg'almas bo'ladi.

Bizni zaryadli zarralarning harakati qiziqtiradi, demak bog'langan zaryadlarning (neytral atom va molekullarni tashkil etuvchi zarralarning) harakatini qaramaymiz. Jismlardagi ilgarilanma harakatlanish qobiliyatiga ega bo'lgan zarralar — o'tkazuvchanlik zarralarigina elektr toklariga hissa qo'shishi mumkin. Qattiq jismlardagi ionlar kristall panjaraga bog'langan bo'lgani uchun elektr toklariga hissa qo'shmaydi. Elektr maydonlarini o'rganganda o'tkazgichlarning ichki hajmi neytral bo'lishini, elektr maydonlarni faqat o'tkazgich sirtidagi zaryadlar hosil qilishini o'rgangan

edik. Elektr toklariga o'tkazgichlarning hajmidagi erkin zaryadlar ham hissa qo'shadi, qo'shganda ham asosiy hissani qo'shadi.

Massa va tezlik ko'paytmasi — impuls deb ataladi, va bu tushuncha mexanikada muhim ahamiyatga ega. Elektr jarayonlarda zaryad va uning tezligining ko'paytmasi ham shunday muhimdir. Birlik hajmdagi zaryadlarning harakatini xarakterlovchi *tok zichligi* tushunchasini quyidagicha ifodalaymiz:

$$\vec{j} = \frac{1}{V} \sum_i q_i \vec{v}_i. \quad (12.1)$$

Yig'indida faqat erkin zarralar hisobga olinadi. Erkin zarralar ham muhitdagi barcha zarralar kabi betartib issiqlik harakatida bo'lgani uchun odatda $\vec{j} = 0$ bo'ladi. Biron tashqi ta'sir tufayli tartibli harakatga kelgan zarralar uchungina noldan farqli tok zichligi vujudga keladi.

Zaryadlarning tartibli harakatining, ya'ni elektr tokining asosiy sababchisi — elektr maydonidir. Elektr maydonida musbat zarralar maydon bo'ylab, manfiy zarralar — maydonga qarshi yo'nalishda harakatlanadi, $q\vec{v}$ ko'paytma esa musbat zarralar uchun ham, manfiy zarralar uchun ham bir xil yo'nalishga elektr maydon yo'nalishiga ega bo'ladi. Shuning uchun elektr tokining yo'nalishi deb *musbat zaryadlarning harakat yo'nalishi* qabul qilingan. Molekulyar fizikadan bir mol moddada zarralar soni $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ ga tengligini bilamiz. Zarralar soni bunday katta bo'lganda (12.1) kabi yig'indilarni amalda hisoblashning iloji yo'q. Tok zichligini birlik hajmdagi zaryadlar miqdori — zaryadlar zichligi ρ va ularning tartibli harakatining o'rtacha tezligi $\vec{u} = \langle \vec{v} \rangle$ yordamida ta'riflanadi. Tokka hissa qo'shadigan zaryadli zarralar turi ko'p bo'lmaydi. Masalan, eritmalarda 2-3 turdagi ionlar bo'lsa, metallarda faqat erkin elektronlar bo'ladi. Shuning uchun tok zichligi bir necha hadlar yig'indisi tarzida yoziladi:

$$\vec{j} = \rho_1 \vec{u}_1 + \rho_2 \vec{u}_2 + \dots \quad (12.2)$$

Metall o'tkazgichlar o'rganilganda tok zichligi bitta haddan iborat bo'ladi:

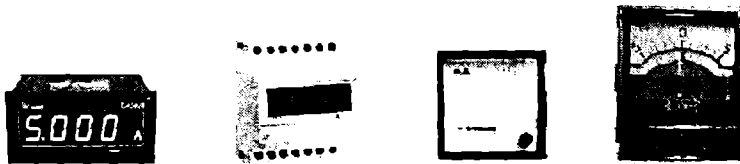
$$\vec{j} = \rho \vec{u}. \quad (12.3)$$

Tok zichligining birligi $C / m^2s = A / m^2$ bo'lib, vaqt birligida o'ziga tik birlik yuzadan o'tayotgan zaryadlar miqdorini, ya'ni birlik yuzaga to'g'ri keladigan tok kuchini bildiradi. Biron \bar{S} yuzadan o'tayotgan elektr toki I tok kuchi bilan xarakterlanadi:

$$I = \int_S \bar{j} d\bar{S}. \quad (12.3)$$

Eng sodda holda, \bar{S} sirt yassi bo'lganida va tok zichligi bir jinsli bo'lganida integralga zaruriyat bo'lmaydi, ya'ni $I = \bar{j}\bar{S} = jS\cos\theta$ bo'ladi. Tok kuchi A (Amper) birligida o'lchanadi va vaqt birligida biron sirt orqali o'tayotgan zaryadlar miqdorini bildiradi.

Tok kuchi raqamli yoki strelkali ampermetrlarda o'lchanadi (12.1-rasm).



12.1-rasm.

Zaryadlarning saqlanish qonunida sistemaning yopiq sirti orqali tok kuchi sistemadagi zaryadlar miqdori bilan (1.1) tenglik vositasida bog'lanadi:

$$I + dq / dt = 0. \quad (12.4)$$

Birlik hajm uchun esa zaryadlarning saqlanish qonuni uzluksizlik tenglamasi bilan ifodalanadi:

$$\operatorname{div} \bar{j} + \partial \rho / \partial t = 0. \quad (12.5)$$

Statsionar sharoit uchun

$$I = 0, \quad \operatorname{div} \bar{j} = 0 \quad (12.6)$$

o'rinli bo'ladi. Yopiq sirt uchun $I = 0$ tenglik Kirxgofning birinchi qoidasiga asos bo'ladi.

Turli muhitlardagi tokning mexanizmlari turlicha bo'lib, ularni nafaqat XIX-XX asr fizikasi, balki zamonaviy fizika ham o'rganmoqda va yangi yutuqlarga erishmoqda. Bu masala modda

tuzilishi bilan bog‘liq bo‘lib, buning qanchalik murakkabligini o‘quvchi 7-§ da ham sezgan. Ushbu kitobda turli muhitlardagi elektr toklarning mexanizmlari 5-bobda o‘rganiladi.

Savol va masalalar

12.1. Tok zichligining va tok kuchining ma‘nosi nima?

12.2. Misda har bir atomdan ikki elektron erkin elektronga aylansa, unda erkin elektronlar konsentratsiyasi va zaryad zichligi qanday? Bu sonlarni nima bilan solishtirsa bo‘ladi? Misdagi tok zichligi $10A/mm^2$ bo‘lsa, zaryadlarning o‘rtacha tezligi nimaga teng? Temperatura $300K$ bo‘lsa, elektronlarning issiqlik harakatining o‘rtacha tezligi nimaga teng? O‘tkazgichning uzunligi $50km$ bo‘lsa, bir elektron bu yo‘lni qancha vaqtda bosib o‘tadi?

12.3. Bor postulatlari ko‘ra vodorod atomining asosiy holatida elektron protonning atrofida aylanadi va bunda aylanish impuls momenti \hbar ga teng bo‘ladi. Elektron hosil qilgan tok kuchini hisoblang.

12.4. Vodorod atomining Bor modelida elektronning aylanish radiusi, tezligi va tezlanishini hisoblang.

12.5. Muhitda $\vec{j} = const$ bir jinsli tok oqmoqda. Tokning yo‘lida o‘lchamlari a bo‘lgan xayoliy kub turibdi. Kub sirti orqali to‘liq tokni hisoblang.

13-§. Om qonuni. Joul-Lens qonuni

Tok kuchining kuchlanish va o‘tkazgichning qarshiligiga bog‘lanish qonuni

$$I = U / R \quad (13.1)$$

zanjirning bir qismi uchun Om qonuni deb ataladi. Bu qonun maktab va kollejlarda dasturiga kirgan. O‘quvchilar maktab laboratoriyalaridayoq bu qonunning to‘g‘riligini sezgir voltmetr, ampermetr asboblari yordamida tekshirishadi, bu qonunni qo‘llab noma‘lum qarshiliklarni o‘lchashadi. Qonunning o‘zi esa soddaligi bilan hayratda qoldiradi. Lekin bu «sodda» qonunni ochish oson bo‘lmagan.

Nemis olimi Georg Om bu qonunni kashf etishi bilan yakunlangan izlanishlarini o‘tkazgan davrda hali hech qanday elektr

o'Ichov asboblari yo'q edi, bu qonunda ishtirok etayotgan tok kuchi, kuchlanish, qarshilik degan tushunchalar ham yo'q edi. Elektr tokining borligi uni magnit strelkasiga ta'siri va elektroliz jarayonlariga qarab ma'lum bo'lardi. Tok manbalari ishonchli emasdi. Shunday sharoitda tokning nimaga bog'liqligini izlash ko'p yillik mehnat, ilmiy salohiyat, muhandislik yondashuvini talab qilardi.

Tok kuchining nimaga bog'liqligi haqidagi ma'lumotlar birinchi bor rus olimi V.Petrovning galvanik hodisalarga bag'ishlangan ishida uchraydi. Petrov birinchi bor «Qarshilik» tushunchasini qo'llay boshlagan, tok kuchi o'tkazgichning ko'ndalang kesimiga teskari mutanosib ekanligini isbotlagan. Om qonuniga yaqin kelganiga qaramay, Petrovning ishlari miqdoriy bajarilgan emasdi, tok kuchini u elektroliz jarayonining intensivligiga qarab baholar edi. Uning ishlarida kuchlanish haqida tushuncha yo'q edi. Buning ustiga 1802-yilda rus tilida nashr etilgan bu ilmiy izlanishlar Yevropa olimlari uchun noma'lum bo'lib qolaverdi.

G.Omning izlanishlari 1819-yilda G.Ersted tomonidan elektr tokning magnit strelkaga ta'sirini kashf etilgandan keyingi davrga tegishlidir. Otasidan ustachilik sirlarini egallagan Georg elektr tok ta'sirida magnit strelkaning burilish burchagini katta aniqlikda o'lchash imkonini beruvchi sezgir qurilmani yaratadi. Qurilma ma'lum darajada Kulonning buralma tarozisiga o'xshar edi. Ilmiy izlanishlar jarayonida tokning galvanik manbalaridagi barqarorlik yetishmasligini tushungan Om, Zeebek tomonidan ochilgan termoparalardan tok manbai sifatida foydalana boshlaydi va o'lchash vositasining sezgirligini oshirib boradi. Tok kuchi o'tkazgichlarning uzunligiga va ko'ndalang kesimiga bog'lanishini, temperaturaga bog'lanishini behisob ko'p tajribalarda tekshiradi. Nihoyat tok kuchining hozirgi til bilan aytganda kuchlanishga to'g'ri mutanosibligini, o'tkazgich qarshiligiga teskari mutanosibligini isbotlab, nashr etadi. Birinchi bor tok kuchining boshqa fizik miqdorlar bilan matematik bog'lanishini ifodalovchi fundamental qonun aniqlandi (1826-y.).

Lekin nemis tilida nashr etilgan ishni fransuz, ingliz, ispan olimlariga yetib borishi oson emasdi. Bu sohada ishlayotgan olimlar uning ishlarini o'qigandan so'ng ham ularni tan olishi oson

bo'lmadi. Chunki G.Om yaratgan sezgir o'lchov vositalarini yasash oson emasdi. shunday qilib, uzoq yillar maktab o'qituvchisi bo'lgan olimning buyuk kashfiyotining ilm ahli tomonidan tan olinishi deyarli 20 yilga cho'zilib ketdi. G.Om butun umrini ilm rivojiga bag'ishlagan olimlarning yorqin timsolidir.

Om qonuni Kulon, Amper va Faradey qonunlari bilan birgalikda elektromagnetizmning eksperimental asoslarini tashkil etadi. Ingliz olimi J.Genri Omning ishi haqida bunday yozgan edi: **«Om nazariyasini birinchi bor o'qiganimda, u zulmatga to'lgan xonani birdan yoritgan yashinga o'xshadi»**. Omning ishlaridan minnatdor bo'lgan avlodlar uning qonunini va qarshilik birligini uning nomi bilan atashdi. Oyning orqa tomonidagi kraterlarning biriga Om nomi berildi. Bu krater atrofidagi nur kabi radial chiziqlari bilan mashhur, kattaligi esa Kopernik krateridan qolishmaydi.

Kulon qonuniga ko'ra doimiy elektr maydonida erkin zaryadlar tezlanuvchan harakatlanishi kerak. Om qonuni esa doimiy elektr maydonda o'tkazgichlardagi zaryadlar doimiy tezlik bilan harakatlanishini ko'rsatadi. Shuning uchun modda ichidagi zaryadlarning harakatini ishqalanish mavjud bo'lganida doimiy kuch ta'siridagi harakat bilan solishtirish mumkin.

Qarshilik $[R] = V / A = \Omega$ (Om) birligida o'lchanadi.

Texnik qurilmalarda turli elementlarni birlashtirish uchun juda kichik qarshilikka ega bo'lgan o'tkazgichlar, kerakli joylarda esa katta qarshilikka ega bo'lgan o'tkazgichlar, texnik tilda qarshiliklar, rezistorlar ishlatiladi. Qarshiliklar doimiy va o'zgaruvchan bo'lishi mumkin. 13.1- rasmda radiotexnikada qo'llaniladigan turli qarshiliklar tasvirlangan.



13.1-rasm.

Qarshilik o'tkazgichning asosiy elektr xarakteristikasi bo'lib, uning geometrik o'lchamlariga bog'liqdir. Jumladan qarshilik o'tkazgich ko'ndalang kesimiga teskari mutanosibligini Om qonunidan keltirib chiqaramiz. Biron o'tkazgich uchun $I_1 = U / R_1$ bo'lsin. Ikkinchi huddi shunday

o'tkazgich olib, birinchi o'tkazgichga parallel ulaylik. Bunda o'tkazgichlarning ko'ndalang kesimi ham, tok kuchi ham ikki marta ortadi: $2I_1 = 2U / R_1$. Bundan o'tkazgichlar qarshiligi ko'ndalang kesimiga teskari mutanosibligi kelib chiqadi.

Om qonuni yordamida o'tkazgich qarshiligi uning uzunligiga mutanosibligini ham isbotlash mumkin. Buning uchun boshlang'ich o'tkazgichga (R_1) ketma-ket yana shunday o'tkazgich ulaylik, o'tkazgich ikki marta uzunroq bo'lsin. Ikki o'tkazgichdan iborat zanjirga ulangan potentsiallar farqini (kuchlanishni) ham ikki marta oshiraylik. Bunda har bir o'tkazgichdagi kuchlanish boshlang'ich kuchlanishga teng bo'lib, Om qonuniga ko'ra tok ham boshlang'ich qiymatini saqlab qoladi. Ikki o'tkazgichdan iborat zanjir uchun Om qonunini yozsak, tok o'zgarmasligi uchun qarshilik ham ikki marta oshadi deb hisoblash kerak: $I_1 = (2U)/(2R_1)$. Shunday qilib, o'tkazgichlar ketma-ket ulanganda, ularning uzunliklari qo'shib, umumiy qarshilik ham shunga mos ravishda ortar ekan. Natijalarni umumlashtirib yozsak,

$$R = \rho l / S \quad (13.2)$$

bo'ladi. Mutanosiblik koeffitsiyenti ρ — solishtirma qarshilik deb ataladi, uning birligi $\Omega \cdot m$. Solishtirma qarshilik bilan bir qatorda o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti $\sigma = 1 / \rho$ ham qo'llaniladi. Qiyinchilik shundaki, solishtirma qarshilik belgisi zaryadlar zichligi belgisi bilan, o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti belgisi zaryadlarning sirt zichligi belgisi bilan mos keladi. Shunga qaramay ilmiy va o'quv adabiyotida bunday belgilashlar qo'llaniladi.

Solishtirma qarshilik o'tkazgichning tabiatiga bog'liq. Turli materiallar uchun solishtirma qarshilik o'lgangan bo'lib, bunday ma'lumotlar jadvallarga yozilgan. Jadvalda metallar solishtirma qarshiligi kichikligi (o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti kattaligi) bilan ajralib turadi. Dielektriklarning solishtirma qarshiligi metallarnikidan deyarli 10^{20} marta katta. Solishtirma qarshiligi oraliq qiymatga ega bo'lgan moddalar — yarim o'tkazgichlar deb ataladi (masalan — grafit).

| Material | $\rho, (\Omega \cdot m)$ | Material | $\rho, (\Omega \cdot m)$ |
|-----------|--------------------------|-------------|-------------------------------------|
| Oltin | $2.2 \cdot 10^{-8}$ | Qo'rg'oshin | $2.07 \cdot 10^{-7}$ |
| Kumush | $1.58 \cdot 10^{-8}$ | Grafit | $(4-5) \cdot 10^{-5}$ |
| Mis | $1.68 \cdot 10^{-8}$ | Polistirol | $5 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{15}$ |
| Alyuminiy | $2.7 \cdot 10^{-8}$ | Rezina | $4 \cdot 10^{11}$ |
| Temir | $9.9 \cdot 10^{-8}$ | Shisha | $10^9 - 10^{12}$ |
| Rux | $5.95 \cdot 10^{-8}$ | Tekstolit | $3 \cdot 10^{12}$ |
| Nikel | $7.3 \cdot 10^{-8}$ | Ebonit | 10^{16} |
| Nikelin | $4.2 \cdot 10^{-8}$ | Qahrabo | 10^{10} |

Om qonunining (13.1) integral shaklidan tashqari quyidagi differensial shakli ham mavjud:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (13.3)$$

Bu tenglik zaryadlarning harakati elektr maydon bilan bog'liqligini, tokning yo'nalishi maydon yo'nalishi bilan mos kelishini yaqqol ko'rsatib turibdi. (13.3) bilan (13.1) ning bir-biriga ekvivalentligini ko'rsatish uchun (13.3) tenglikning ikki tomonini \vec{S} yuza vektoriga ko'paytiraylik, bu vektor \vec{j} ga parallel bo'lsin. Unda tenglikning chap tomoni tok kuchini beradi: $I = \vec{j} \vec{S}$, o'ng tomoni esa: $\sigma S E$
 $E = -\Delta\varphi / l$ bog'lanishdan foydalansak: $I = -(\sigma S / l) \Delta\varphi = -\Delta\varphi / R$.
 Kuchlanish bilan potentsiallar farqi $U = -\Delta\varphi$ tarzda bog'liq. Shunday qilib (13.3) dan (13.1) keltirib chiqarildi.

Om qonuni ketma-ket ulangan qarshiliklarning umumiy qarshiligini tajribaga murojaat qilmasdan hisoblash imkonini beradi. Ketma-ket ulangan o'tkazgichlardan bir xil tok o'tadi, shuni hisobga olib, barcha o'tkazgichlar uchun Om qonunini yozamiz:

$$U_1 = IR_1,$$

$$U_2 = IR_2,$$

$$U_n = IR_n.$$

Tenglamalarning chap va o'ng tomonlarini mos ravishda qo'shib yuborsak:

$$\sum_k U_k = I \sum_k R_k.$$

Bundan ketma-ket ulangan o'tkazgichlarning umumiy qarshiligi ularning qarshiliklarining yig'indisidan iboratligi kelib chiqadi:

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n. \quad (13.4)$$

Shuni yana bir bora ta'kidlab o'tish kerakki, o'tkazgichlar ketma-ket ulangan deb (14.4) formulani qo'llash uchun ular orqali bir xil tok o'tishi kerak.

Parallel ulangan o'tkazgichlarning umumiy qarshiligini izlaganda, ular parallel ulangani uchun ulardagi kuchlanishlar tengligi yordam beradi. Natijaviy qarshilik uchun quyidagi ifoda olinadi:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} \quad (13.5)$$

Bu qoidalar ko'p masalalarda zanjirning umumiy qarshiligini va umumiy tokni hisoblash imkoniyatini yaratadi.

Texnikada parallel ham, ketma-ket ham bo'lmagan ulanishlar uchrashi mumkin. Bunday hollarda umumiy qarshilikni topishda quyidagi tavsiyalar yordam beradi:

- Umumiy qarshilik umumiy tokni topish maqsadida hisoblanadi, shuning uchun zanjirda toklar qanday o'tishini o'rganing;

- Zanjir simmetriyasi tufayli zanjirning turli nuqtalarida potensial bir xil bo'lsa, ularni birlashtirib, shuning hisobiga zanjirni soddalashtirish mumkin. Bunday birlashtirish toklarni o'zgartirmasligi kerak;

- Zanjirdagi biron o'tkazgichdan tok o'tmasligi ma'lum bo'lsa, bu o'tkazgichni zanjirdan chiqarib (uzib) tashlash mumkin, bunda toklar o'zgarmaydi.

Masala. L uzunlikdagi o'tkazgichning ko'ndalang kesimi $S(l)$ qonun bo'yicha o'zgaradi. O'tkazgichning qarshiligini hisoblang.

Yechim. O'tkazgichning dl uzunlikdagi kichik elementini olaylik, uning qarshiligi $\rho dl/S(l)$, umumiy qarshilik ketma-ket

ulash qoidasi bo'yicha $R = \rho \int_0^L \frac{dl}{S(l)}$ ga teng.

Joul-Lens qonuni. O'tkazgichning ikki nuqtasi orasida $U = \Delta\phi$ potensiallar farqi bo'lsa, zaryadlar bu nuqtalarning orasidan o'tganda elektr maydoni

$$A = UQ = UI\Delta t \quad (13.6)$$

ish bajaradi. Bajarilgan ish tufayli elektr maydonining energiyasi energiyaning boshqa shakllariga o'tadi, birinchi navbatda issiqlik energisiga, ayrim hollarda (elektr dvigatellarida) — mexanik energiyaga. Vaqt birligida bajariladigan ish, ya'ni quvvat quyidagicha ifodalanadi:

$$P = UI. \quad (13.7)$$

Energiya o'tkazgichdan ajralib chiqayotgan bo'lsa, Om qonunini qo'llab, quvvat uchun quyidagi formulani topamiz:

$$P = I^2 R. \quad (13.8)$$

Joul tajribalarida elektr energiyasining issiqlikka aylanishi tekshirilib, aynan shu bog'lanish: ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori tok kuchining kvadratiga mutanosibligi topilgan edi. Issiqlik moddaning ichki harakatining o'lchovi ekanligi shu kabi tajribalar natijasida isbotlangan edi.

O'tkazgichning birlik hajmida ajralib chiqayotgan p issiqlikning quvvatini hisoblaylik. (13.7) ifodani $V = IS$ hajmga bo'lib yuborsak, $U/l = E$ va $I/S = j$ bog'lanishlarni hisobga olgan holda, quyidagi natijaga kelamiz:

$$p = jE. \quad (13.9)$$

Om qonuni (13.3) ni qo'llasak:

$$p = \sigma E^2 = j^2 / \sigma. \quad (13.10)$$

(13.9) birlik hajm uchun elektr maydonining to'liq quvvatini ifodalasa, (13.10) — issiqlik quvvatini ifodalaydi. Ko'p hollarda ular teng bo'ladi.

Elektr dvigatellaridan o'tayotgan tokka magnit maydonning ham ta'siri bo'ladi, unday holda Om qonuni bajarilmaydi. Elektr quvvatining sarfi $P = UI$ bo'lgani holda, ajralib chiqayotgan issiqlik quvvati $I^2 R$ boshlang'ich quvvatning bir qismi bo'ladi, quvvatning qolgan qismi elektrodvigatelning foydali (mexanik) quvvati bo'ladi:

$$N = UI - I^2 R. \quad (13.10)$$

Foydali ish koeffitsiyenti (FIK) quyidagi nisbat bilan ifodalanadi:

$$\eta = \frac{N}{P} = 1 - \frac{IR}{U}. \quad (13.11)$$

Elektr dvigatelda FIK kattaroq bo'lishi uchun uning aktiv qarshiligi R iloji boricha kichikroq bo'lishi kerak. Tok oddiy o'tkazgichdan o'tsa, FIK nolga teng bo'ladi, barcha quvvat issiqlikka aylanadi.

Masala. Foydali quvvati $3kW$ va FIK 90% bo'lgan elektr dvigateli kuchlanish $220V$ bo'lgan elektr zanjiriga ulangan. Elektr dvigatelning aktiv qarshiligini va undan o'tayotgan tok kuchini toping.

Yechim. Dvigatelning elektr quvvati $P = N / \eta = IU$, bundan: $I = N / \eta U = 15.15A$. (13.10) formulaga ko'ra: $R = (1 - \eta)U / I = 1.45\Omega$

Savol va masalalar

13.1. Kuchlanish nima?-degan savolga talaba «tokning qarshilikka qo'paytmasi» deb javob berdi. Javob to'g'rimi?

13.2. Elektr bo'yicha birinchi miqdoriy qonunlarni sanab bering.

13.3. O'tkazuvchanlik koeffitsiyentining birligi nima?

13.4. Mis simning ko'ndalang kesimi $1mm^2$, uzunligi $10 m$. Uzunligi va qarshiligi huddi shunday bo'ladigan ebonit sterjenning massasi qanday bo'lishi kerak?

14-§. EYuK. Kirxgoff qoidalari

Elektrotexnika, radiotexnika — texnik fanlar bo'lib, ularda murakkab elektr zanjirlar tuziladi. Zanjir elementlari fizikada o'rganiladigan o'tkazgich, kondensator, induktivlik, elektr yurituvchi kuch va boshqa elementlardan iborat bo'ladi. Bu elementlarning har birini bilgan holda, bunday zanjirlardan qanday toklar o'tishini hisoblash zarurati tug'iladi. Om qonunini o'tganda bu haqda ayrim tavsiyalar berildi. Lekin ular hayotda uchraydigan murakkab zanjirlar uchun yetarli emas.

XIX asr nemis fizigi Gustav Kirxgof fizikaning turli sohalarida tarixda qoladigan ishlar qilgan. Bu bo'limda Kirxgofning elektr zanjirlarini hisoblashga doir ikki qoidasi bilan tanishamiz.

Zanjirda uch va undan ortiq o‘tkazgichlar kesishadigan nuqtalar tugunlar deb ataladi. Tugunlar orasida turli elektr elementlar joylashadi. Kirxgof qoidalarini qo‘llash uchun zanjirga dastlab belgilashlar kiritiladi:

- Zanjirning turli elementlaridan o‘tayotgan toklarning yo‘nalishi va qiymatlarini belgilab chiqiladi (bunda yo‘nalishni xato belgilashdan qo‘rqmang, natijaviy tok manfiy son bilan chiqsa, tokning haqiqiy yo‘nalishi belgilanganga nisbatan teskari ekanligini bildiradi).

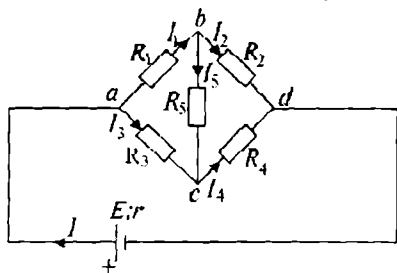
- Yopiq konturlarni aylanib chiqish yo‘nalishi belgilab chiqiladi (soat strelkasi bo‘ylab belgilash tavsiya etiladi).

Tugunlarning birini yopiq sirt bilan o‘raylik. Zaryadning saqlanish qonuniga ko‘ra statsionar (barqaror) toklar uchun yopiq sirt orqali tok kuchi nolga teng bo‘lishi kerak. Tugunga toklar butun sirt bo‘ylab emas, zanjir elementlari bo‘ylab kiradi, ularning yo‘nalishini hisobga olib, kirayotgan toklarni tenglikning bir tomoniga, chiqayotgan toklarni tenglikning ikkinchi tomoniga yozamiz. Masalan, 14.1-rasmdagi a tugun uchun:

$$I = I_1 + I_3 \quad (14.1)$$

tenglik o‘rinli bo‘ladi. Kirxgofning ushbu *birinchi qoidasi* zaryadlarning saqlanish qonunidan kelib chiqadi. Bu qoidaga asosan toklarning qiymatlaridan bog‘lovchi tenglamalar tuzib olish mumkin. Kirxgofning birinchi qoidasini faqat bir tugunga emas, bir necha tugunlarni, zanjirning ixtiyoriy qismini o‘rab turuvchi yopiq sirtga ham qo‘llasa bo‘ladi.

Kirxgofning ikkinchi qoidasi statsionar toklar uchun elektr maydon sirkulyatsiyasi $\oint \vec{E}d\vec{l} = 0$ nolga tengligidan kelib chiqadi.



14.1-rasm.

Integralni zanjirning bir elementiga taalluqli qismi shu elementdagi U kuchlanishni (potensiallar farqini) beradi. Musbat zaryad elektr maydoni ta‘sirida (maydon bo‘ylab) harakatlansa, $\vec{E}d\vec{l} > 0$ bo‘ladi, bunda zaryadlar potensialli katta sohadan potensialli

kichikroq bo'lgan soha tomon harakatlanadi va $\Delta U < 0$ bo'ladi, buni 4-§ da muhokama qilingan edi. O'tkazgichlarda tokning yo'nalishi elektr maydon yo'nalishi bilan mos keladi, bu Om qonunining differensial shaklida ($\vec{j} = \sigma \vec{E}$) yaqqol ifodalangan. Shu bilan birga tok o'tkazgich bo'ylab oqqan sari zaryadlarning potentsiali kamayib boradi (buni suvning pastga o'qishiga o'xshatish mumkin).

Elektr zanjirlarda tok o'tishi uchun zaryadlarni harakatga keltiradigan, zaryadlarga energiya (potensial) beradigan manba bo'lishi kerak. Zanjirdagi bunday element elektr yurituvchi kuch (EYuK) yoki tok manbai deb ataladi, va odatda, E bilan belgilanadi.

EYuK harakatdagi zaryadlarning potensialini ko'tarib beruvchi element vazifasini bajaradi. Bunday vazifani elektr xususiyatiga ega bo'lmagan kuchlarga bajarishi mumkin. Elektr generatorlarida magnit kuchlar, galvanik elementlardagi kimyoviy kuchlar elektrodlardan birini musbat, ikkinchisini manfiy zaryadlaydi. Elektrodlar tashqi o'tkazgich bilan birlashtirilsa, musbat elektrodan manfiy elektrodga yo'nalgan tok o'tadi. Shu paytda galvanik element ichidagi tok yo'nalishini ko'rsak, uning yo'nalishi g'ayri oddiy, manfiy elektrodan musbat elektrodga tomon yo'nalganini ko'ramiz. shuning uchun EYuK ichida $\vec{E}d\vec{l} < 0$ bo'ladi.

Shunday qilib o'tkazgichlardagi kuchlanishlar bilan EYuK larning $\oint \vec{E}d\vec{l}$ integralga hissasi turli ishoraga ega ekan. Musbat ifodalar bilan ishlash uchun ular tenglikning turli tomonlariga yoziladi:

$$\sum_i E_i = \sum_n U_n. \quad (14.2)$$

Bu tenglik Kirxgofning *ikkinchi qoidasi* deb ataladi. *Yopiq konturdagi elektr yurituvchi kuchlar yig'indisi bu konturdagi potensial tushishlar yig'indisiga teng.* Bu tenglikning ma'nosi quyidagicha: kontur bo'yicha harakatlanayotgan zaryadlar manbalardan qancha energiya olsa, konturning boshqa (passiv) elementlarida shuncha energiya yo'qotadi.

Ko'rib turibmizki, Kirxgofning ikki qoidasi elektr maydonning fundamental xossalariga tayanar ekan.

Real zanjirlarda tok manbalari konturni aylanib chiqish yo'nalishiga nisbatan turlicha joylashishi mumkin: manba tokni

ushbu yo'nalishda o'tishiga hissa qo'shsa, uning EYuK musbat ishora bilan, aks holda manfiy ishora bilan hisobga olinadi (oxirgi hol zaryadlanayogan akkumulyatorlarda ro'y beradi). Zanjir elementi o'tkazgichdan iborat bo'lsa, Om qonuniga ko'ra $U = IR$, kondensator uchun $U = q/C$ Tokning yo'nalishi konturni aylanib chiqish yo'nalishi bilan mos kelsa, kuchlanish $U = IR$ musbat ishora bilan, aks holda manfiy ishora bilan hisobga olinadi.

Eng sodda holda, zanjir tok manbai va tashqi qarshilikdan iborat bo'lsa, Kirxgofning (14.2) qoidasi quyidagi tenglikka olib keladi:

$$E = IR. \quad (14.3)$$

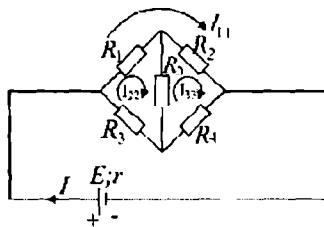
Tok manbaining ichki qarshiligi (14.3) tenglikning o'ng tomonida hisobga olinishi kerak. (14.3) tenglik yopiq zanjir uchun Om qonuni deb ham ataladi. Tok manbaining ichki qarshiligi ishtirokidagi hadni chap tarafga o'tkazsak:

$$E - Ir = IR.$$

Bu ifoda manba qutblaridagi kuchlanishni ikki usulda hisoblash imkonini beradi.

Konturlardagi toklar usulini yuqorida ko'rilgan zanjirga qo'llash jarayonida o'rganamiz. Statsionar toklar doimo yopiq konturlar bo'ylab o'tishini hisobga olib, o'rganilayotgan murakkab zanjirda bir necha yopiq kontur tanlanib, har bir yopiq kontur bo'ylab ayrim aylanma tok o'tadi deb hisoblanadi. Masalan, ko'rilayotgan zanjirda eng tashqi yopiq kontur bo'ylab I_{11} tok o'tadi, bu konturning to'liq qarshiligi $R_{11} = r + R_1 + R_2$ ga tengdir. Bu konturdan tashqari ikki kichik konturlarni tanlaymiz, ulardagi yopiq toklarning qiymatlari I_{22} va I_{33} , bu konturlarning to'liq qarshiliklari $R_{22} = R_1 + R_5 + R_3$ va $R_{33} = R_2 + R_4 + R_5$ bo'ladi (14.2-rasm). Bu tanlangan konturlarning ba'zi qismlari faqat ayrim konturga tegishlidir: tok manбайдan faqat I_{11} , tok o'tadi, R_3 qarshilikdan faqat I_{22} , tok, R_4 qarshilikdan faqat I_{33} tok o'tadi. O'rganilayotgan zanjirda R_1, R_2, R_4, R_5 qarshiliklardan o'tadigan yana bir kontur tuzish mumkin, lekin uning barcha qismlari boshqa konturlarga ham tegishli bo'ladi, bu to'rtinchi konturning o'ziga xos elementlari

bo'lmaydi. Matematik jihatdan bu to'rtinchi kontur uchun yozilgan tenglama qolgan uch tenglama bilan chiziqli bog'liq bo'ladi. Shuning uchun zanjirdagi uch noma'lum tokka mos ravishda uch kontur bilan cheklanish mumkin, va shunga mos uch tenglama hosil qilinadi.



14.2-rasm.

Ajratib olingan konturlar uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasiga asosan tenglama yoziladi. Bunda konturning ayrim elementlaridan boshqa toklar ham o'tishini, ularning yo'nalishi ushbu kontur toki bilan mos kelishi, yoki teskari bo'lishini hisobga olinadi. Masalan, R_1 qarshilikdagi potensial tushish $(I_{11} + I_{22})R_1$ ga, R_2 qarshilikdagi potensial tushish $(I_{11} + I_{33})R_2$ ga teng bo'ladi. Shunday qilib birinchi va boshqa konturlar uchun tenglama yozamiz:

$$\begin{aligned} E &= I_{11} R_1 + I_{22} R_1 + I_{33} R_2, \\ 0 &= I_{11} R_1 + I_{22} R_2 - I_{33} R_5, \\ 0 &= I_{11} R_2 - I_{22} R_5 + I_{33} R_3. \end{aligned} \quad (14.4)$$

Natijada ushbu usulda tenglamalar soni noma'lum toklar soniga teng bo'ladi va tenglamalar soni eng kichik bo'ladi. Bu sistemaning yechimlari determinantlar metodi bilan topiladi:

$$\begin{aligned} I_{11} &= \Delta_1 / \Delta, & I_{22} &= \Delta_2 / \Delta, & I_{33} &= \Delta_3 / \Delta, \\ \Delta &= \begin{vmatrix} R_{11} & R_1 & R_2 \\ R_1 & R_{22} & -R_5 \\ R_2 & -R_5 & R_{33} \end{vmatrix}, & \Delta_1 &= \begin{vmatrix} E & R_1 & R_2 \\ 0 & R_{22} & -R_5 \\ 0 & -R_5 & R_{33} \end{vmatrix} = E(R_{22} R_{33} - R_5^2), \\ \Delta_2 &= \begin{vmatrix} R_{11} & E & R_2 \\ R_1 & 0 & -R_5 \\ R_2 & 0 & R_{33} \end{vmatrix} = -E(R_2 R_5 + R_1 R_{33}), \\ \Delta_3 &= \begin{vmatrix} R_{11} & R_1 & E \\ R_1 & R_{22} & 0 \\ R_2 & -R_5 & 0 \end{vmatrix} = -E(R_1 R_5 + R_2 R_{22}). \end{aligned} \quad (14.5)$$

Shunday qilib zanjirdagi toklar uchun tenglamalar sistemasi va sistemaning umumiy yechimlari topildi.

Zanjirdagi R_5 qarshilik orqali o'tayotgan tokni tahlil qilaylik. Bu qarshilik orqali $I_{22} - I_{33}$ tok o'tadi. Qanday sharoitda bu tok nolga tengligini aniqlaylik. (14.5) yechimlarga asosan Δ_2 va Δ_3 larni tenglab, teng ifodalarni qisqartirgandan so'ng, R_5 qarshilikdagi tok nolga teng bo'lishi uchun

$$R_1 / R_2 = R_3 / R_4 \quad (14.6)$$

munosabat bajarilishi zarurligini aniqlaymiz. Bu shart bajarilganda zanjirning ikki tugunlarida potentsiallar teng bo'ladi va R_5 qarshilik orqali tok oqmaydi.

Uinston ko'prigida R_5 qarshilik o'rnida sezgir galvanometr o'rnatiladi va zanjirning yelkalaridan biriga o'rnatilgan o'zgaruvchan qarshilik yordamida galvanometr toki nolga aylanishiga erishiladi. Ko'priknining yelkalaridagi boshqa qarshiliklar ma'lum bo'lsa, (14.5) nisbat yordamida to'rtinchi — noma'lum qarshilikning qiymati katta aniqlikda o'lchanadi.

Yana bir misol ta'rifasida 14.3-rasmdagi elektr zanjirni ko'rib chiqaylik. Berilgan zanjirda I_{11} tokli chap kontur va I_{22} tokli o'ng konturni tanlab olaylik. Kirxgofning ikkinchi qoidasiga ko'ra har bir konturda elektr yurituvchi kuchlar yig'indisi potentsial tushishlar yig'indisiga teng:

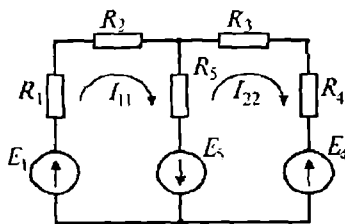
$$\begin{aligned} E_1 + E_2 &= (R_1 + R_2 + R_5)I_{11} - R_5I_{22} = R_{11}I_{11} - R_5I_{22}, \\ -E_5 - E_4 &= (R_3 + R_4 + R_5)I_{22} - R_5I_{11} = R_{22}I_{22} - R_5I_{11}. \end{aligned}$$

Bu yerda R_{11} va R_{22} ikki konturning to'liq qarshiligi. Ikkala tenglamada konturlar uchun umumiy bo'lgan R_5 qarshilikdan ikkala konturning toklari o'tishi hisobga olindi, ular o'zaro teskari yo'nalgani uchun tenglamalarga turli ishora bilan yozildi. Ikki tenglamadagi EYuK uchun qulay belgilashlar kiritib, tenglamalarni ko'chiramiz:

$$\begin{aligned} R_{11}I_{11} - R_5I_{22} &= E_{11}, & E_{11} &= E_1 + E_2, \\ -R_5I_{11} + R_{22}I_{22} &= E_{22}, & E_{22} &= -E_5 - E_4. \end{aligned} \quad (14.7)$$

Tenglamalar sistemasini, masalan, determinantlar usuli bilan yechib, zanjirdagi toklar topiladi. Agar bu zanjirga yopiq konturlar usuli qo'llanilmaganda, zanjirda uch noma'lum tok kiritilib, uch tenglama hosil qilinar edi.

Doimiy tok qonunlari ko'plab amaliy masalalarda ahamiyatli bo'lgan qonunlardir. Masalalar to'plamida bu bo'limga taalluqli ko'plab masalalar topiladi. Ularni yechib elektr toklari haqida bilimlarni mustahkamlash kerak.



14.3-rasm.

Savol va masalalar

- 14.1. Kirxgofning birinchi qoidasi qaysi elektr qonuniga asoslanadi?
- 14.2. Kirxgofning ikkinchi qoidasi qaysi qonunga asoslanadi?
- 14.3. Konturlardagi toklar metodi nimadan iborat?
- 14.4. (14.8) tenglamalar sistemasini determinantlar usuli bilan yeching.

Muhim formulalar

- Tok zichligi va tok kuchi:

$$\vec{j} = \rho \vec{u}, \quad I = \int_S \vec{j} d\vec{S}.$$

- Om qonuni: $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, $I = U / R$.
- Qarshilikning o'tkazgich o'lchamlariga bog'liqligi: $R = \rho l / S$.
- Elektr tokning quvvati: $P = UI$, $p = \vec{j} \vec{E}$.
- Joule - Lens qonuni: $P = I^2 R t$, $p = \rho j^2 t$.
- Elektr dvigatelning mexanik quvvati va FIK:

$$N = UI - I^2 R, \quad \eta = 1 - \frac{IR}{U}.$$

- Kirxgofning birinchi qoidasi (amaliy shakli):

$$\sum_i I_i = \sum_n I_n.$$

- Kirxgofning ikkinchi qoidasi:

$$\sum_i E_i = \sum_n U_n.$$

TOKNING MAGNIT MAYDONI

15-§. Magnitlar

Magnitlar bilan o'quvchilar fizika fanini o'rganishdan avval, maktabga bormasdan avval tanishishadi. Yosh bolalar magnitlarni o'zlarining eng sevimli o'yinchoqlari sifatida saqlashadi, boshqa bolalarning havasini keltirishadi. Magnitlar bilan bolalar soatlab o'ynashi mumkin. Bolalar emas, olimlar ham magnitlarga vaqtlarini ayashmaydi. Tarixdan ma'lum bo'lishicha, Isaak Nyuton qo'lida tabiiy magnit o'rnatilgan uzuk taqib yurar ekan, bu magnit o'zidan 50 (ellik) marta og'irroq temirni ko'tarishi mumkin ekan!

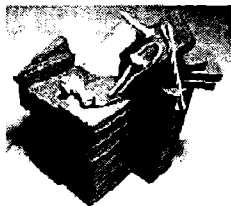
Tabiiy magnitlar bilan odamzod qadimdan uchrashgan. Hozirgi zamonga buning izlarigina yetib kelgan. Eng qadimgi Xitoy manbalarida jangovor aravalarga «janubni ko'rsatuvchi» qurilmalar o'rnatilgani haqida aytib o'tish mumkin. Bu haqda bir necha qadimgi yozma yodgorliklar qolgan. Hozirgi til bilan aytganda — kompas xitoyliklarga 3—3.5 ming yil avval ma'lum bo'lgan ekan. Rivoyatga ko'ra, xitoy imperatori Xuang-Ti uch ming yildanda avval jangda erishgan g'alabasiga kompas hissa qo'shgan ekan. Uning ustalari yasab, jangovor aravalarga o'rnatib bergan xaykalchalarning qo'llari doimo janubni ko'rsatar ekan. Bu qurilmalar yordamida afsonaviy Xuang-Ti quyuuq tumanda cho'ldagi dushmaniga hujum qilib maqsadiga erishgan.

Magnit toshlar nomini turli xalqlarning tilida qidirib topish mumkin.

Kompasning asosiy elementi - magnit strelkadan iborat. Magnit strelka Yerning magnit maydonini sezib, shimol - janub yo'nalishida joylashadi. Strelka sezgir bo'lishi uchun uni zamonaviy kompaslarda ignaning uchiga joylashtiriladi. Qadimgi kompaslarda strelka (magnit) suvning sirtida suzib yurgan, yoki ingichka ipga osib qo'yilgan. Bu hollarda ham kompasning sezgirligi katta bo'lgan. Kompas tarixini o'rganish magnetizm tarixini bilish demakdir.

Xitoy ensiklopediyalariga ko'ra, eramizdan avvalgi 3—4 asrlardagi kemalarda ham magnit strelkalar bo'lgan. Lekin Xitoy muzeylarida bunday qadimgi kompasni topib bo'lmaydi, u yerda faqat ming yillik kompasni ko'rish mumkin. Yevropada esa magnit 1302-yilda kashf etilib, baliqchilarga va boshqa dengizchilarga hizmat qila boshladi.

Epikur va uning izdoshi Lukretsiy magnit haqida she'riy tarzda bayon etishgan. Magnit toshlarni o'zaro tortishishini, tortishib, marjondek osilib turishini so'zlar ekan, Lukretsiy magnitdan «urug'» yoki tok chiqishini, bu tok havoning orasini ochib, boshqa magnitlarga, temirlarga borib yetishini, ularning tortilishiga yo'l ochishini tasvirlaydi. Yog'och kabi g'ovak jismlardan tok havodan o'tgandek o'tib ketadi. Oltin esa og'ir bo'lgani uchun magnitga tortilmaydi. Ular orasida temir - magnitga tortiladi deya Lukretsiy magnetizmning mohiyatini tushuntiradi. Agar «urug'» va «tok» so'zlarini maydon so'zi bilan almashtirsak, magnit maydonlar haqidagi tasavvurlar ikki ming yil avval vujudga kelgan deyish mumkin.



Magnetizm tarixiga doir yana ko'plab ma'lumotlarni Vladimir Karsevning «Магнит за три тысячелетия» deb nomlangan ajoyib kitobida topish mumkin. Kitob muallifning roziligi bilan internetdagi Moshkov kutubxonasida to'liq ochib qo'yilgan.

Magnit haqida Pyer Peregrinning «Magnit haqida xatlar» kitobi (1269) ma'lum. Kitobda o'sha paytda ma'lum bo'lgan ma'lumotlardan tashqari muallifning o'zi ochgan magnit xossalari ham yoritilgan. Kitobda quyidagi ma'lumotlarni topish mumkin:

- Magnitlarning ikki turdagi qutblari bor.
- Turli qutblar tortishadi, bir xil qutblar itarishadi.

• Temirlarni tabiiy magnitlar bilan ishqalab, sun'iy magnit yasash mumkin.

• Magnit kuchlar suv va shisha orqali o'tishi mumkin.

• Kompas haqida ma'lumotlar.

Ushbu kitobdan bilim olgan arab allomasi ibn-Roshid fikricha, magnit o'z atrofidagi fazoni o'z shakliga mos egrilaydi, fazoning bu qismi keyingi sohani egrilaydi, va nihoyat magnit xossalari temirga borib yetadi.

Lukretsiy, Peregrin, ibn-Roshid asarlari maydon haqidagi tasavvurlar paydo bo'lishi tarixini ko'rsatadi.

1492-yili Xristofor Kolumb o'zining Amerikani kashf etgan birinchi buyuk sayohatida geografik parallel bo'ylab harakat paytida magnit strelka og'ishining o'zgarishini aniqlaydi.

1544-yili G.Gartman magnit og'ishni — geografik meridian va magnit strelka yo'nalishi orasida burchak borligini aniqladi.

Magnetizm haqidagi bundan keyingi ko'plab ma'lumotlar ingliz olimi Vilyam Gilbert nomi bilan bog'liq. Iste'dodli shifokor bo'lgan Gilbert magnitlarning sog'liqqa ta'sirini o'rganadi. Shu bilan birga haqiqiy olim sifatida magnetizm haqida yangi bilimlarni ochadi.

Gilbert topgan bilimlar Galileyniki kabi tajribalarga asoslangan. O'z mablag'lari hisobiga 18 yil davomida ko'plab tajribalar qo'ygan olim, kuzatishlar natijalarini «Magnit, magnit jismlar va ulkan magnit— Yer. Ko'plab tajribalar bilan tasdiqlangan yangi fiziologiya» kitobida (1600-y) yakunlaydi.

Gilbert birinchi bor magnit va elektr hodisalarni bir - biridan ajratadi.

Magnitning bir boshiga temir tekkizilsa, uning ikkinchi boshi kuchliroq tortishini ko'rsatadi. Bundan 250 yil o'tgandan keyin bu hodisa uchun patent olishadi.

Gilbert temir qizdirilsa, ma'lum chegarada uning kuchli magnit xossalari yo'qolishini ko'rsatadi. Keyinchalik bu chegara Kyuri temperaturasi deb ataldi.

Uzun temirni shimol-janub yo'nalishida uzoq vaqt tashlab qo'yilsa, u magnitlanib qoladi. Agar temirni bolg'a bilan urib turilsa, uning magnitlanib qolishi tezlashadi.

Temir korpusga o'rnatilgan magnit yanada kuchliroq tortadi. Magnitning ta'siri yorug'lik kabi tarqaladi.

Magnetit nomli mineraldan katta shar yasatib, Gilbert uning magnit maydoni Yerning magnit maydoniga o'xshashligini ko'rsatadi. Gilbertgacha magnit strelkaning holati qutb yulduziga tortilishi bilan tushuntirilar edi. Gilbert Yerni ulkan magnit deb ataydi, uning magnit qutblarini, magnit meridianning geografik meridiandan og'ishini, Kolumb ochgan magnit meridian og'ishining geografik parallel bo'ylab o'zgarib borishini tushuntiradi.

1635-yilda Gellibrand Yerning magnit maydoni sekin o'zgarib borishini aniqladi. 1835-yilda Gottengentda birinchi magnit observatoriya ochdi.

1908-yilda amerikalik astronom J.Xeyl Quyosh dog'larida kuchli magnit maydon mavjudligini kashf qildi.

Hozirgi kunda magnit maydonlar faqat texnikada emas, butun dunyoning tuzilishida ham ahamiyatli ekanligi aniqlangan. Bunday hodisalar kosmik elektrodinamika fanida o'rganiladi.

16-§. Tokning magnit maydoni. Amper qonuni

Magnetizm sohasidagi buyuk kashfiyotlar magnetizm bilan elektr o'rtasidagi bog'lanishning ochilishi bilan bog'liq. 1802-yili italiyalik fizik Ramanozi magnit strelka Volt ustuniga (galvanik elementning bir turi) yaqinlashtirilganda ozgina burilishini sezdi. Lekin bu hodisa faqat elektr tok o'tayotganida bo'lishini sezish unga nasib etmadi.

Daniyalik olim Gans Xristian Ersted ham tabiat hodisalari orasida bog'lanishlarni izlar edi. Elektr va magnit hodisalar orasidagi bog'lanishlarni aniqlagan olim, 1820-yil 15-fevralda talabalar oldida tajriba qo'yadi. Kutilayotgan natijani e'lon qilib (Ersted shunday yozadi), Volt ustuni qutblarini o'tkazgich orqali birlashtirganda o'tkazgich yoniga o'rnatilgan **magnit strelka o'tkazgich tomonga burildi**. Magnit va elektr hodisalar orasida ko'plab fiziklar izlagan bog'lanish ana shunday aniqlandi: Ersted elektrdan magnetizmni hosil qildi. Bir necha oydan so'ng, tajribalarni kuchliroq tok manbasi bilan takrorlagan Ersted yangilik haqida yozadi. Yangilikning yana

bir tomoni shunda ediki, Ersted magnit maydonni tokka, o'tkazgichga tik ekanligini, maydon aylanma ekanligini tasvirlaydi. Tajribani o'zidan tashqari uni kuzatgan hurmatli janoblarni birma-bir sanab o'tadi. Magnit maydonning bunday xarakterini ilm ahli qabul etishi oson emasdi. Quyidagi rasmlarning birinchisida toksiz o'tkazgich magnit strelkaga parallel joylashtirilgan (strelkaning bu holati Yerning magnit maydoni bilan aniqlanadi). O'tkazgichdan tok o'ta boshlashi bilan strelka o'tkazgichga tik yo'nalishga burilishi kuzatiladi.



16.1-rasm.

Erstedning kashfiyoti izsiz qolmadi. Uning ishi 21-iyul bilan belgilangan bo'lsa, shu 1920-yil 4-sentyabrda F.Arago ismli fransuz olimi bu haqda Fransuz Fanlar Akademiyasida dastlabki habar beradi. Bu habar unumdor zaminga kelib tushadi. Tinglovchilar orasida A.Amper o'tirardi. 45 yoshli bu olim ham elektr va magnetizm bilan bir umr shug'ullangan, ular orasidagi bog'lanishni izlagan edi. Shuncha davr izlagan bog'lanishini Ersted topganini eshitib, afsuslanadi, lekin yangilik uni ishga undaydi. U tokning magnit strelkaga ta'sirini o'rganish muhim, lekin toklarning o'zaro ta'siri yanada muhimligini tushunadi va tajribalarga kirishadi. Yilning ohirigacha Akademiya yig'inlarida deyarli o'n marta tajribalaridagi yangiliklarni habar qilib turadi — Akademiya tarixida bunday hodisa takrorlanmagan.

Amper tok yo'nalishi sifatida musbat zaryadlar harakat yo'nalishini belgilash qoidasini kiritdi.

O'tkazgich simlardan g'altak — solenoid (atama ham uniki) yasab, tokli solenoid magnit maydoni magnitga ekvivalentligini ko'rsatadi.

Tokli ramka tekisligi Yerning magnit maydonida magnit strelkaga tik joylashishini topdi.

Arago bilan solenoid hajmida temirni magnitlash bo'yicha tajriba olib bordi.

Yerning magnit maydoni ham Yer yadrosidagi toklarning maydonidan iboratligini yozdi.

Elektr toklarining o'zaro ta'sirlashuvini — parallel toklarning tortishishini, teskari oquvchi toklarning itarishishini miqdoriy tarzda o'rgandi.

Toklarning maydoni o'zgarmas magnit maydoniga ekvivalentligidan, magnitlarning ichida ham toklar (molekulyar toklar) borligini bashorat qildi.

Magnitlardagi toklar temir magnitlanmagan holda ham mavjudligini, faqat odatda betartib bo'lgani uchun ularning maydoni sezilmasligini, magnitlanish esa ularning toklarini tartiblashib, moddani magnitga aylantirishini aytadi. «Fikrim to'g'ri bo'lsa, hozirgacha magnit xossalari sezilmagan moddalarda ham magnetizmni qo'zg'atish mumkinligini kutish mumkin» deb aytadi. Haqiqatan, keyingi tajribalarda deyarli barcha moddalar magnitlashuvini ko'rsatib, moddalarni magnit xossalari bo'yicha ferro-, para- va diamagnetiklarga ajratadi.

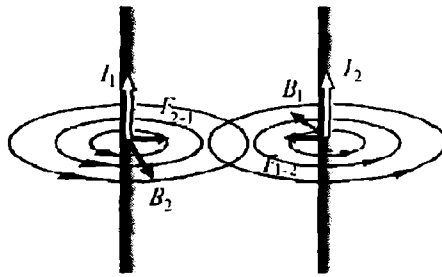
Biz Amper topgan birinchi miqdoriy magnit qonun - Amper qonunini batafsil o'rganaylik.

Tajribalarda ikki parallel o'tkazgichlardagi toklarning o'zaro ta'siri o'rganiladi. Bir yo'nalishdagi parallel toklar tortishar, teskari yo'nalgan toklar itarishar ekan.

Miqdoriy jihatdan ta'sir kuchlari o'tkazgichlarning l uzunligiga proporsional bo'lishidan tashqari, toklarning har biriga ($I_1 I_2$) to'g'ri mutanosib, oradagi r masofaga teskari mutanosib ekan:

$$\frac{F}{l} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{r}. \quad (16.1)$$

Bu yerda $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ magnit doimiy deb ataladi. Amper qonunining (16.1) ifodasi halqaro birliklar sistemasi (SI)ga moslangan.



16.2-rasm.

Bu qonun topilgunga qadar tok kuchini o'lash ham muammo tug'dir edi, keyinchalik kiritilgan tok kuchining birligi uni o'lash usuli bilan birga Amper deb ataldi.

Amper qonuniga ko'ra 1 m masofadagi parallel simlarning har metriga magnet ta'sir kuchi $2 \cdot 10^{-7}\text{ N}$ bo'lishi uchun, ularning har biridan 1 A tok o'tishi kerak. Tok kuchining birligi shunday ta'riflangan.

Amper qonuni magnetizm sohasidagi birinchi miqdoriy qonun edi. Shu sababli Kulon qonuni kabi fanning keyingi rivojlanishiga muhim hissa qo'shdi.

17-§. Magnet maydon xossalari. Magnet maydon tenglamalari

Magnet hodisalarda ta'sirlashuvni uzatuvchi moddiy borliq — magnet maydon deb ataladi. Magnet maydon harakatlanuvchi zaryadlar tomonidan hosil qilinadi va harakatdagi zaryadlarga ta'sir etadi, qo'zg'almas zaryadlarga ta'sir etmaydi. Magnet maydon ham zaryadlarning maydoni bo'lgani uchun elektr va magnet maydonlar orasida bog'lanish bo'lishini kutish mumkin, lekin bu bog'lanish aniqlanguncha olimlar yana katta izlanishlar olib borishiga to'g'ri keldi. Bu bog'lanishlar topilguncha magnet maydon elektr maydondan farqli va mustaqil maydon sifatida o'rganildi.

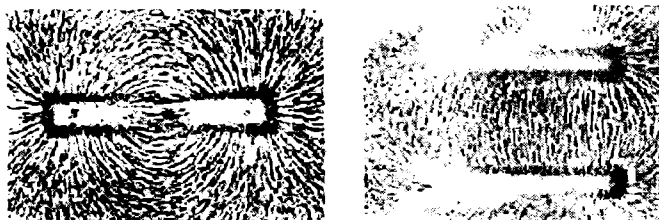
Magnet maydon mavjudligini va xossalarini unga sezgir element — magnet strelka kiritib o'rganish mumkin. Magnet strelka — yengil magnet bo'lib, uni o'qqa o'rnatib, aylanish imkoniyati yaratilgan.

strelkaning har qanday magnit kabi shimoliy (N) va janubiy (S) qutblari bor. Ular inglizcha shimoliy (North) va janubiy (South) soʻzlari bilan belgilangan. Shimoliy qutb odatda koʻk (havorang), janubiy qutb qizil rangga boʻyab qoʻyiladi. Yerning magnit maydonida magnit strelka shimoliy uchi bilan shimolni koʻrsatib turadi.

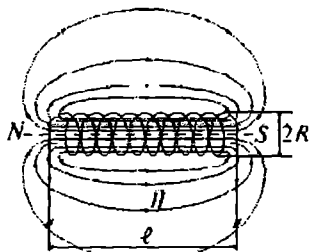
Magnit strelkalar bir-biriga yaqin qoʻyilsa, oʻzaro taʼsirlashib, qarama-qarshi qutblari bir-biriga tortishadi. Strelkaning shimoliy qutbi shimolni koʻrsatishi — Yerning janubiy magnit qutbi shimolda joylashganini koʻrsatadi (Yerning geografik qutbi bilan janubiy magnit qutbi ustma-ust tushmaydi, ular orasida deyarli ikki ming km bor. Buning ustiga magnit qutb oʻz oʻrnini asta sekin oʻzgartirib boradi). Magnit strelkani magnitlar va elektr toklarning maydonini oʻrganish uchun foydalanganda, ularni maydonidan tashqari Yerning maydoni ham borligini unutmash kerak.

Temir arralanganda temir qipiq hosil boʻladi. Uning zarralari huddi magnit strelkalar kabi magnit xossalarga ega boʻlib, magnit maydonlar tuzilishini — strukturasi oʻrganishda foydalaniladi. 17.1-rasmda chiziqli va taqasimon magnitlarning maydoni temir qipigʻi yordamida oshkor qilingan. Tajriba quyidagicha olib boriladi. Shisha yoki qogʻoz sirtiga qipiq sepilib, magnit tepasiga olib boriladi. Maydon qipiqni joylashishiga taʼsir etadi. Qipiqning ogʻirligi, oʻzaro ishqalanishi toʻsqinlik qilmasligi uchun qogʻoz engil qimirlatib yuboriladi. Natijada qipiq zarralarini magnit maydon chiziqlari boʻylab marjon kabi tizilib turishini koʻrib, maydon strukturasi aniqlanadi.

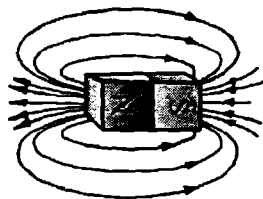
Shunga oʻxshab, elektr toklari hosil qilgan magnit maydonni oʻrganish mumkin. 17.2-rasmda solenoid maydoni tasvirlangan. solenoidning tashqi maydoni bilan chiziqli magnitning magnit



17.1-rasm.



17.2-rasm.

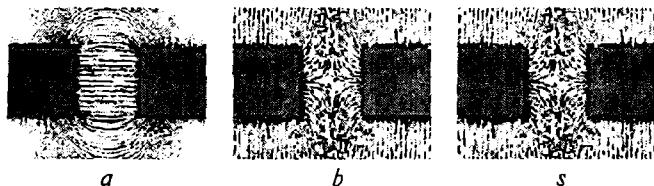


17.3-rasm.

maydoni juda o'xshashligi ko'rinib turibdi. Solenoidning ichki qismidagi maydonni o'rganish muhim xulosaga olib keladi: magnit chiziqlar uzluksiz halqalarni hosil qiladi, ularning bir qismi solenoid tashqarisiga chiqadi, bir qismi solenoidning ichki hajmidan o'tadi. Doimiy magnitlarning maydoni ham shunga o'xshab uzluksiz bo'lishi kerak, lekin ularning bir qismi moddaning ichidan o'tgani uchun ularni ko'rish mumkin emas. Magnit maydon kuch chiziqlarini uzluksiz va aylanma ekanligiga birinchi bor Ersted e'tibor bergan edi.

Bu hujjatli tasvirlarga qarab magnit maydoning kuch chiziqlarin chizmasini chizish mumkin, bunda tashqi chiziqlar shimoliy qutbdan boshlanib, janubiy qutbga yo'nalgan bo'ladi. 17.3-rasmda to'g'ri chiziqli magnitning maydoni tasvirlangan.

Magnit maydonni temir qipiq vositasida o'rganib, magnitlarning tortishishi va itarishishi ham tushuntirilishi mumkin. 17.4-a rasmda magnitlarning turli qutblari yaqinlashtirilgandagi maydon tasvirlangan. Bir magnit kuch chiziqlari ikkinchi magnit kuch chiziqlari bilan birlashib, o'zaro tortishish vujudga keladi. Bir xil qutblar yaqinlashtirilganda (17.4-b, 17.4-c rasmlar) — magnit



17.4-rasm.

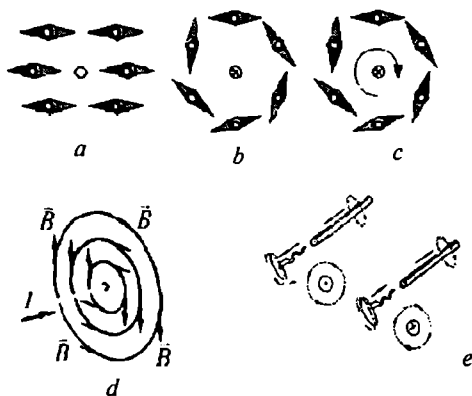
kuch chiziqlari o'zaro itarishib, magnitlarni ham itarishishiga olib keladi.

Qipiqning fazoda erkin joylashishi uchun maxsus sirt bo'lmaganda qipiq magnitga yopishib qolib, bunga og'irlik kuchlari ham hissa qo'shib, magnit maydon strukturasi faqat sifat jihatdan tushunish imkonini beradi (17.5-rasm).



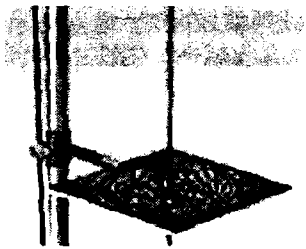
17.5-rasm.

To'g'ri chiziqli tokning magnit maydonini o'ranganda, tok vertikal sim bo'ylab o'tgani ma'qul, shunda magnit strelkalarni yoki magnit qipiqni gorizontaldagi joylashtirish qulay bo'ladi. 17.6-a rasmda toksiz o'tkazgich atrofidagi magnit strelkalar tasvirlangan.



17.6-rasm.

Yerning magnit maydoni va o'zaro ta'sirlashish ularni magnit meridian bo'ylab joylashtiradi. O'tkazgichdagi tok biz tomonga yo'nalganda (17.6-b) strelkalar holati tokning maydoni bilan aniqlanmoqda. Tokning maydoni aylanma shaklda, soat strelkasiga qarshi yo'nalganligi ko'rinib turibdi. Tok rasmning ortiga tomon yo'nalganda (17.6-c) maydon soat strelkasi bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Ohirgi holat o'ng parma qoidasini tushuntirish uchun ayniqsa qulay. Parma tok bo'ylab (rasmning ortiga) ilgariylanma harakatlanishi uchun uning dastalari (magnit maydon yo'nalishi ham) soat strelkasi bo'ylab aylanishi kerak. Tok biz tomonga



17.7-rasm.

yo‘nalgan dastaning harakati ham (demak magnit maydon yo‘nalishi ham) soat strelkasiga teskari bo‘ladi. O‘ng parma qoidasini qo‘llash 17.6-d, e rasmlarda yana bir bora tasvirlanmoqda. To‘g‘ri chiziqli tokning magnit maydonini magnit qipiq yordamida o‘rgansak, uning aylanma strukturasi yanada aniqroq bilinadi (17.7-rasm).

Magnit maydonlarning tajribalar asosida o‘rganilishi ikki muhim xulosaga olib keladi:

1. Magnit maydon toklar atrofida hosil bo‘ladi.
2. Magnit maydon chiziqlari uzluksiz bo‘lib, shu ma‘noda manbasizdir.

Elektr maydoni ikkita vektor xarakteristika yordamida (\vec{E} va \vec{D}) o‘rganilgani kabi, magnit maydonning \vec{B} va \vec{H} xarakteristikasi kiritiladi. \vec{H} — magnit maydon kuchlanganligi deb ataladi va mazmunan faqat erkin zaryadlarning toklari bilan aniqlanadi (ya‘ni \vec{j} bilan). \vec{B} — magnit maydon induksiyasi deb ataladi, mazmunan to‘liq, erkin va bog‘langan zaryadlarning maydonini ifodalaydi. Magnit maydonning toklarga ta‘siri to‘liq maydon \vec{B} bilan aniqlanadi.

Vakuumdagi bog‘langan zaryadlar bo‘lmagan sohada va SGS birliklar sistemasida $\vec{B} = \vec{H}$ bo‘ladi. Xalqaro birliklar sistemasi SI da magnit kuchlanganlik va induksiya turli birliklarda o‘lchangani uchun ularning bog‘lanishi bo‘shliqda quyidagicha yoziladi: $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ Bog‘langan zaryadlar erkin zaryadlarning maydoni \vec{H} ta‘sirida magnitlanib, qo‘shimcha magnit maydon hosil qiladi (buni birinchi bo‘lib Amper o‘rgangan edi), va maydon induksiyasiga hissa qo‘shadi. Bog‘langan zaryadlar maydoni ko‘p hollarda \vec{H} ga mutanosib bo‘lib, to‘liq maydonni quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}. \quad (17.1)$$

Birliksiz parametr μ — muhitning magnit singdiruvchanligi deb ataladi. Chiziqli bog‘lanish bo‘lmaydigan hollar ferromagnetizm o‘rganilayotganda alohida ko‘rib chiqiladi.

Maydon induksiyasining uzluksizligini quyidagi bir-biriga bog‘liq ikki tenglama bilan ifodalanishi mumkin:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (17.2)$$

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (17.3)$$

Magnit maydon \vec{H} uyurmaviy bo‘lgani uchun vektor miqdor $\operatorname{rot} \vec{H} \neq 0$, bu maydon erkin zaryadlarning toklari tufayli vujudga kelgani uchun $\operatorname{rot} \vec{H}$ shu toklarning vektor xarakteristikasi \vec{j} bilan bog‘langan bo‘lishi kerak:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}, \quad (17.4)$$

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I. \quad (17.5)$$

Bu tenglamalarning differensial va integral ifodalarining o‘zaro bog‘lanishi Gauss va Stoks teoremlari bilan aniqlanadi, bunday almashtirishlar yuqorida 8-§ da ham amalga oshirilgandi.

Shunday qilib magnit maydonining asosiy tenglamalari maydonning uzluksiz xakteri bilan va maydonning mavjudligi toklar bilan bog‘liq ekanligi bilan kiritilmoqda. Ko‘pchilik darsliklarda magnit maydonning dastlabki formulasi sifatida Bio — Savar qonuni keltiriladi. Bunda Bio — Savar formulasidagi murakkab vektor bog‘lanishlarning sababi, bunday murakkab qonun qanday kashf etilgani qorong‘u bo‘lib qoladi. Bu formula Puasson tenglamasining yechimi ekanligi aytilmaydi. Ushbu risolada magnit maydon tenglamalari maydonning uyurmaviylik va uzluksizlik xossasidan kelib chiqqan holda yozilar ekan, yuqoridagi mantiqiy qiyinchiliklar bo‘lmaydi.

(17.3) tenglama magnit maydon uchun Gauss teoremasi deb ataladi. (17.5) esa to‘liq tok qonuni deb ataladi. Bu tenglamalardan magnit maydon xossalarini o‘rganish uchun foydalanamiz. Shu kabi tenglamalar elektr maydon xossalarini o‘rganishda ham foydali hizmat ko‘rsatgan edi.

Savol va masalalar

17.1. Elektr maydon vektor xarakteristikalaridan olinadigan $\text{div}\vec{D}$ va $\text{rot}\vec{E}$ hosilalar qanday ma'noga ega? $\text{div}\vec{B}$ va $\text{rot}\vec{H}$ hosilalar qanday ma'noga ega? Bu hosilalar nolga teng bo'lsa, qanday xulosa chiqarish mumkin?

17.2. (17.2) tenglamadan (17.3) tenglamani, (17.3) tenglamadan (17.2) tenglamani keltirib chiqaring.

17.3. (17.4) tenglamadan (17.5) tenglamani, (17.5) tenglamadan (17.4) tenglamani keltirib chiqaring.

17.4. $\text{div}\vec{B}$ va $\text{rot}\vec{H}$ hosilalar qanday hisoblanadi?

18-§. To'liq tok qonuni

Yuqorida keltirib chiqarilgan $\oint_l \vec{H}d\vec{l} = I$ to'liq tok qonuni magnetizmning muhim tenglamasi bo'lib, undan bir qator natijalar olinadi.

O'tkazgich simdan yasalgan katta uzunlikdagi R radiusli silindr berilgan, undagi tok kuchi I bo'lsin. Ushbu silindrning magnit maydonini to'liq tok qonuni vositasida o'rganamiz.

Masala simmetriyasiga binoan magnit maydon silindrga tik tekislikda markazi silindr o'qida joylashgan konsentrik aylanalar hosil qiladi, ularni 17.7-rasmda ko'rishimiz mumkin. Maydon yo'nalishi o'ng parma qoidasiga bo'ysunadi. silindr tashqarisida biron r radiusli aylana bo'ylab $\oint_l \vec{H}d\vec{l}$ integralni hisoblasak, aylananing

barcha nuqtalarida maydon moduli doimiyligini hisobga olib, ushbu natijaga kelimiz:

$$\oint_l \vec{H}d\vec{l} = 2\pi rH = I. \quad (18.1)$$

Bundan maydon kuchlanganligini topamiz:

$$H = I / 2\pi r, \quad (18.2)$$

kuchlanganlik radiusga teskari mutanosib ekan.

Silindrning ichki nuqtalaridagi maydon kuchlanganligi ham shu yo'sinda hisoblanadi. Faqat $r < R$ bo'lganida integ-rallash chizig'ining ichidan o'tuvchi tok kuchi kichikroq bo'la-di. Tok kuchini tok zichligi yordamida hisoblaymiz: $j = I / \pi R^2$, $I_r = j\pi r^2 = Ir^2 / R^2$ Unda:

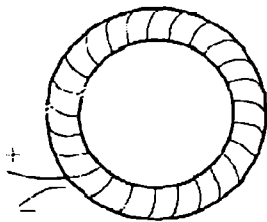
$$H = I_r / 2\pi \quad r = Ir / 2\pi R^2 \quad (18.3)$$

Shunday qilib, silindr hajmida magnit maydon kuchlanganligi radiusga mutanosib ekan. Silindr markazida maydon nolga teng, sirtida esa (18.2) yechim ham, (18.3) yechim ham bir hil $H = I / 2\pi R$ natijani beradi. Maydonning yo'nalishi aylana bo'ylab yo'nalgan bo'lib, tok yo'nalishiga ham, radius \vec{r} ga ham tikdir. Tok kuchining yo'nalishini ifodalovchi \vec{I} vektorni kiritsak, \vec{H} maydon yo'nalishini moduli birga teng bo'lgan $\vec{I} \times \vec{r} / rI$ vektor yordamida ifo-

$$\text{dalash mumkin: } \vec{H} = \frac{I}{2\pi r} \frac{\vec{I} \times \vec{r}}{IR} = \frac{\vec{I} \times \vec{r}}{2\pi R^2}.$$

Silindr hajmidagi maydon induksiyasi $B = \mu\mu_0 H$ silindr ma-teriali magnit xossalariga (μ) bog'liq. Tashqi maydon esa ko'p hollarda havoda bo'lgani uchun maydon induksiyasi $B = \mu_0 H$ tarzda hisoblanishi mumkin.

To'liq tok qonuni yordamida **toroid magnit maydonini** hisoblaylik. Toroid doirani aylantirish natijasida hosil bo'ladigan fazoviy geometrik figuradir (18.1-rasm), uning aylanasini uzunligi L bo'lsin. Toroidga N chulg'am o'tkazgich sim bir tekis o'ralgan, va bu chulg'amlar orqali I tok oqayotgan bo'lsin. Bu qurilmaning simmetriyasi shundayki, magnit maydon yo'nalishi faqat toroid figurasiga parallel aylanalar bo'ylab yo'nalgan bo'ladi, biron aylanadagi maydon kuchlanganligining qiymati aylananing turli nuqtalarida doimiydir. Bu aylana-lardagi magnit maydonga to'liq tok qonu-nini qo'llash uchun qulay imkoniyat yaratadi: $\oint_I \vec{H} d\vec{l} = \oint_I H dl \cos\theta = H \oint_I dl = HL.$



18.1-rasm.

Integrallash aylanasi toroid markazidagi tirqish sohasiga to'g'ri kelsa, aylana ichidagi tok kuchi nol bo'lib, magnit maydon ham nolga tengdir.

Integrallash aylanasi toroidning hajmida bo'lsin. Tokli o'tkazgich bu aylana ichidan N marta o'tadi, aylana ichidan o'tayotgan to'liq tok kuchi NI ga teng. Unda to'liq tok qonuniga ko'ra: $HL = NI$,

$$H = (N / L)I = nI. \quad (18.4)$$

Bu yerda $n = N / L$ — toroiddagi chulg'amlar zichligi.

Integrallash chizig'i toroiddan tashqarida bo'lsin. Tokli o'tkazgichlar aylana tekisligini $2N$ marta kesib o'tadi, ulardan N martasida tok tekislikni bir yo'nalishda kesib o'tsa, qolgan N martasida tok teskari yo'nalishda kesib o'tadi, aylana ichidan o'tayotgan to'liq tok nolga tengdir. To'liq tok bilan birga tashqi nuqtalardagi magnit maydon kuchlanganligi ham nolga teng bo'ladi.

Shunday qilib toroid magnit maydoni uning hajmida mujassamlangan bo'lar ekan. Toroidning bu xossasi kondensatorlar elektr maydoni ularning hajmida mujassamlanganligiga o'xshar ekan. Toroid hajmidagi magnit induksiya

$$B = \mu\mu_0 nI \quad (18.5)$$

toroid yasalgan material magnit xossalariga (μ) bog'liq bo'ladi.

Toroid uzunligi katta bo'lsin. Uning bir qismini qirqib olsak, tokli g'altak — **solenoid** nomli qurilma hosil bo'ladi. Solenoidning magnit maydoni 17.2- rasmda magnit qipiq yordamida namoyish etilgan. Solenoidning magnit maydoni uning ichki va tashqi sohasida bo'ladi va chiziqli magnit maydoniga o'xshaydi. Ayrim taqribiy hisoblarda uning ichki maydonini (18.4)—(18.5) formulalar bilan hisoblash mumkin. Aniqrog'i, solenoid ichki maydoni bu formulalar bergan qiymatdan kichikroq bo'ladi. Jumladan uzun solenoid uchidagi maydon toroid maydonidan ikki marta kichik bo'ladi (nima uchun?).

10-§ da integral tenglamalardan foydalanib, **ikki muhit chegarasida** elektr maydon qanday o'zgarishi o'rganilgan,

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = Q \quad \text{tenglamadan} \quad D_{1n} = D_{2n} + \sigma \quad \text{chegaraviy shart keltirib}$$

chiqarilgan edi. Magnit maydon induksiyasi uchun $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$

tenglama o'rinli ekan, ikki muhit chegarasidagi magnit induksiyaning normal tashkil etuvchisi uchun

$$B_{1n} = B_{2n}, \quad (18.6)$$

natijaga erishamiz. Magnit maydon kuchlanganligi uchun bundan quyidagi chegaraviy shart kelib chiqadi:

$$\mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}. \quad (18.7)$$

Yuqorida elektr maydon sirkulyatsiyasi uchun $\oint_l \vec{E} d\vec{l} = 0$ tenglamadan maydonning ikki muhit chegarasiga parallel (tangensial τ harfi bilan belgilangan) tashkil etuvchisi uchun $E_{1\tau} = E_{2\tau}$ chegaraviy shart keltirib chiqarilgan edi. Magnit maydon kuchlanganligi sirkulyatsiyasi uchun $\oint_l \vec{H} d\vec{l} = I$ tenglamadan foydalanamiz.

Bu tenglamaning chap tarafi $(H_{1\tau} - H_{2\tau})l$ ifodaga olib keladi. Tenglamaning o'ng tomoni to'rtburchak ichidan o'tadigan sirt toklarini bildiradi. Sirt toklarini sirt zaryadlari hosil qiladi, bunday tok A/m birlikda o'lchanib, tokning umumiy kuchi tok o'tish sohasining kengligiga mutanosib bo'ladi. Toklarning yo'nalishini hisobga olganda tok kuchi $i_n l$ bo'ladi. Natijada ikki muhit chegarasi uchun

$$H_{1\tau} = H_{2\tau} + i_n. \quad (18.8)$$

Bundan ikki muhit chegarasida magnit maydon induksiyasining qanday o'zgarishini aniqlaymiz:

$$\frac{B_{1\tau}}{\mu_1 \mu_0} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_2 \mu_0} + i_n. \quad (18.9)$$

Tarixan Bio — Savar — Laplas qonuni empirik ravishda topilgan va to'liq tok qonunini asoslash uchun xizmat qilgan. To'liq tok qonunidan Maksvell tenglamasi $\text{rot} \vec{H} = \vec{j}$ keltirib chiqarilgan. Lekin fanning zamonaviy bayoni uni tarixiy rivojlanishi bilan mos kelishi shart emas.

Savol va masalalar

18.1. Uzun silindrdagi tokning ichki va tashqi magnit maydoni qanday yoʻnalgan?

18.2. Toroidning ichki va tashqi maydoni qanday yoʻnalgan?

18.3. Toroidning ichki maydoni uning uzunligiga bogʻliqmi?

18.4. (18.6) tenglikni batafsil keltirib chiqaring.

18.5 (18.8) tenglikni batafsil keltirib chiqaring.

18.6. Ikki parallel simlar oraligʻi l ga teng. Ulardan bir yoʻnalishda I tok oqmoqda. Quyidagi nuqtalardagi magnit maydon kuchlanganligi hisoblansin: a) ikki sim oʻrtasida; b) simlardan $l/4$ va $3l/4$ masofadagi nuqtada; c) simlardan l masofalardagi nuqtada; d) simlardan $l/4$ va $5l/4$ masofalardagi nuqtada.

18.7. Tomonlari a boʻlgan kvadratning uchlari orqali kvadrat tekisligiga tik ravishda toʻrtta juda uzun sim boʻylab bir tomonga I tok oqmoqda. Kvadrat markazidagi va kvadrat tomonlarining oʻrtasidagi magnit kuchlanganlikni hisoblang.

18.8. Avvalgi masalada toklarning biri teskari yoʻnalishda oqsa, javoblar qanday boʻladi?

18.9. Tomonlari a boʻlgan muntazam uchburchak uchlaridan uchburchak tekisligiga tik ravishda uchta juda uzun sim boʻylab ikkitasi bir yoʻnalishda, uchinchisi teskari yoʻnalishda I tok oʻtmoqda. Uchburchak markazida va tomonlarining oʻrtasidagi magnit maydon kuchlanganligini hisoblang.

18.10. I_x va I_y toklar koordinata oʻqlari boʻylab oʻqadi. Fazodagi \vec{r} nuqtadagi magnit maydon kuchlanganligini toping.

18.11. Cheksiz uzunlikdagi sim λ chiziqli zichlik bilan zaryadlangan boʻlib, ϑ tezlik bilan oʻzining yoʻnalishida harakatlanmoqda. Simdan R masofadagi nuqtada magnit maydon kuchlanganligini hisoblang.

18.12. Fazodagi ikki cheksiz uzun simlar oʻzaro tik boʻlib, ular orasidagi eng kichik masofa d boʻlsin. Simlardagi toklar I_1 va I_2 boʻlsa, d masofaning oʻrtasidagi magnit kuchlanganlikni hisoblang.

19-§. Bio-Savar-Laplas qonuni

Magnit maydonining asosiy tenglamalari quyidagilar edi:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (19.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}, \quad (19.2)$$

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}. \quad (19.3)$$

Magnit maydonni toklar hosil qilar ekan, toklarga ko'ra magnit maydonni hisoblashni o'rganish kerak. Ayrim hollarda maydonni to'liq tok qonuni yordamida topish mumkin. Umumiy holda maydonni hisoblash yo'llarini topish uchun, quyidagicha yo'l tutiladi. Matematik metodlardan foydalanib, magnit maydonni

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} \quad (19.4)$$

shaklida izlaymiz. Bu yerda kiritilgan yangi \vec{A} noma'lum funksiya maydonning vektor potentsiali deb ataladi. Magnit maydonning bunday almashtirilishi (19.1) tenglamaning avtomatik bajarilishiga olib keladi, chunki ikkinchi darajali $\text{div rot} \vec{A} \equiv 0$ hosila doimo nolga teng. (19.4) belgilashni (19.2) tenglamaga qo'yaylik. Vektorlar analizi tenglamalaridan foydalanib (ilovaga qarang), quyidagilarni topamiz:

$$\text{rot rot} \vec{A} = \text{grad div} \vec{A} - \Delta \vec{A} = \mu\mu_0 \vec{j}. \quad (19.5)$$

Vektor maydonni batafsil bilish uchun uning div va rot hosilalarini bilish kerak. Shuning uchun (19.4) tenglama maydon potentsialini to'liq aniqlamaydi, unga qo'shimcha shart kiritish lozim. Qo'shimcha shartning $\text{div} \vec{A} = 0$ shaklda tanlanishi Lorens kalibrovkasi deb ataladi. U holda:

$$\Delta \vec{A} = -\mu\mu_0 \vec{j}. \quad (19.6)$$

(19.6) tenglama Puasson tenglamasi deb ataladi. Unga ko'ra \vec{A} vektorning har bir tashkil etuvchisi tok zichligining tegishli tashkil etuvchisi bilan aniqlanadi.

Talabalar skalyar potensial uchun Puasson tenglamasining yechimini elektrostatikadan bilgani uchun, vektor potensial uchun yechimni ham o'xshatish usuli bilan yozish mumkin:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV'. \quad (19.7)$$

Bu yerda \vec{r} — maydon hisoblanayotgan nuqtaning radius vektori, \vec{r}' — tok o'tayotgan nuqtalarning radius vektori. \vec{r}' bo'yicha integral hisoblangani uchun, natija faqat \vec{r} ga bog'liq.

(19.7) va (19.4) ga asosan maydon kuchlanganligi hisoblanishi mumkin:

$$\begin{aligned}\vec{H}(\vec{r}) &= \frac{1}{\mu\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{A} = \frac{1}{4\pi} \int_V \vec{\nabla} \times \left(\frac{\vec{j}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) dV' = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_V \vec{\nabla} \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \times \vec{j} dV' = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV',\end{aligned}\quad (19.8)$$

bu ifoda hajmiy toklar magnit maydonini hisoblash uchun qulay. Chiziqli toklar uchun quyidagi almashtirishlarni bajaramiz:

$$\begin{aligned}\vec{j}(\vec{r}') dV' &= \vec{j}(\vec{r}') S' dl' = I d\vec{l}', \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \frac{I}{4\pi} \int_l \frac{d\vec{l}' \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}.\end{aligned}\quad (19.9)$$

Bunda tokning kichik elementining magnit maydonini integralsiz yozish mumkin. \vec{r}' — o'zgarmas bo'lgani uchun koordinata boshini shu tok elementi turgan nuqtaga joylashtirsak ($\vec{r}' = 0$), magnit maydon elementi quyidagicha ifodalanadi:

$$d\vec{H}(\vec{r}) = \frac{I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}.\quad (19.10)$$

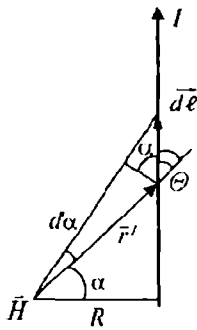
Harakatdagi nuqtaviy zaryad uchun (21.8) ni quyidagicha almashtiramiz:

$$\begin{aligned}\vec{j}(\vec{r}') dV' &= q\vec{g} \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \frac{q}{4\pi} \frac{\vec{g} \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}.\end{aligned}\quad (19.11)$$

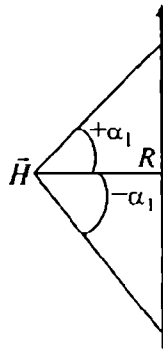
Bu yerda \vec{r}' — harakatdagi zaryadli zarra koordinatasi. U vaqtga bog'liq bo'lgani uchun maydon ham vaqtga bog'liq bo'ladi: zarra yaqinlashayotganda oshib boradi, uzoqlashayotganda kamayib boradi. Koordinata boshini maydon izlanayotgan nuqtada joylashtirsak, $\vec{r} = 0$ bo'lib,

$$H(0) = -\frac{q\vec{g} \times \vec{r}'}{4\pi r'^3}\quad (19.12)$$

formulani hosil qilamiz.



19.1-rasm.



19.2-rasm.

(19.8)—(19.11) ifodalar Bio—Savar—Laplas qonunining turli shakllari deb hisoblanadi. Ular yordamida tokli kesma, tokli aylanma konturning o'qidagi magnit maydonlar analitik hisoblanishi mumkin. (19.8)—(19.9) formulalar ixtiyoriy toklarning magnit maydonini sonli metodlar bilan hisoblash uchun asos bo'ladi.

Masala. Tokli kesma bo'ylab I doimiy tok o'qmoqda. Kesmadan R masofada turgan (19.1-rasm) nuqtadagi magnit maydon kuchlanganligini toping.

Yechim. (19.9) formulani qo'llaylik. Koordinata boshini maydon izlanayotgan nuqtaga joylashtirsak: $\vec{r} = 0$,

$$d\vec{H}(0) = -\frac{I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}'}{r'^3}. \quad (19.13)$$

$d\vec{H}$ vektorning yo'nalishi $d\vec{l}$ va \vec{r}' larga tik (rasm tekisligiga tik), formuladagi minus ishorani hisobga olganda bizga qaragan bo'ladi.

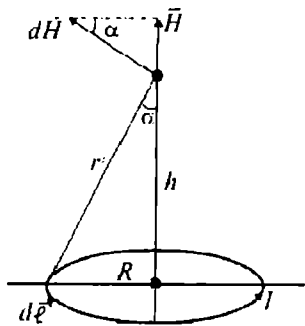
Turli $d\vec{l}$ elementlarning maydoni bir xil yo'nalgan ekan, ularning modulini hisoblasak yetarli. Vektor ko'paytma ta'rifiga ko'ra:

$|d\vec{l} \times \vec{r}'| = dl r' \sin \theta = dl r' \cos \alpha$. Rasmga ko'ra: $dl = r' d\alpha / \cos \alpha$,

$r' = R / \cos \alpha$. Unda: $dH = \frac{I}{4\pi R} d\alpha \cos \alpha$. 19.2-rasmga muvofiq α

burchak chegaralarini qo'yib integrallaymiz:

$$H = \frac{I}{4\pi R} \int_{-\alpha_1}^{\alpha_2} d\alpha \cos \alpha = \frac{I}{4\pi R} (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2). \quad (19.14)$$



19.3-rasm.

Maydonning yo'nalishi o'ng parma qoidasiga bo'ysinadi.

Masala. R radiusli halqa bo'ylab I tok oqmoqda. Halqa o'qida, halqa tekisligidan h masofadagi magnit maydon kuchlanganligini hisoblang (19.3-rasm).

Koordinata boshini maydon hisoblanayotgan nuqtaga joylashtirib, (19.13) formuladan foydalanamiz. $d\vec{H}$ maydon tokning o'qiga nisbatan burchak ostida joylashgan, lekin turli $d\vec{l}$ elementlarning magnit maydonini hisoblab qo'shilganda, faqat halqa o'qi bo'ylab tashkil etuvchi maydon qoladi. Shuning uchun maydonning $dH_z = dH \sin \alpha$ tashkil etuvchisini hisoblaymiz. $d\vec{l}$ va \vec{r} vektorlar o'zaro tik bo'lgani uchun:

$$dH_z = dH \sin \alpha = \frac{I}{4\pi r'^2} dl \sin \alpha = \frac{IRdl}{4\pi(R^2 + h^2)^{3/2}}$$

O'zgaruvchi miqdor faqat l bo'lgani uchun: $\oint dl = 2\pi R$,

$$H = \frac{IR^2}{2(R^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (19.15)$$

Natijaviy maydon halqa o'qi bo'ylab o'ng parma qoidasiga binoan yo'nalgan. Jumladan halqa markazida maydon kuchlanganligi $H = I/2R$.

Savol va masalalar

19.1. q tezlikdagi q nuqtaviy zaryad to'g'ri chiziqli harakatlanmoqda va kuzatuv nuqtasidan R masofaga yetganda magnit maydon kuchlanganligi eng katta qiymatdan N marta kichikroq bo'lgan. Zaryad kuzatuv nuqtasidan qanday masofada o'tgan?

19.2. O kuzatuv nuqtasi I tokli kesmadan R masofada joylashgan. Kesmaning uchlari O nuqta bilan birlashtiruvchi chiziqlar kesma bilan α va β burchak hosil qiladi. O nuqtadagi magnit maydon kuchlanganligini toping.

$$\text{Javob: } H = \frac{I}{4\pi R} (\cos \alpha + \cos \beta).$$

19.3. Ichki va tashqi radiuslari R_1 va R_2 bo'lgan juda yupqa halqa bo'ylab I aylanma tok o'qmoqda. Halqa o'qida, halqa markazidan h masofadagi magnit maydon kuchlanganligini hisoblang.

9.4. Avvalgi masalada $R_1=0$ bo'lganida javob qanday bo'ladi? R_1 va R_2 orasidagi farq juda kichik bo'lganida javob qanday bo'ladi?

19.5. Tomonlari a bo'lgan ingichka o'tkazgichdan yasalgan munta-zam uchburchak tomonlaridan I tok o'qmoqda. Uchburchak markazidagi magnit maydon kuchlanganligini toping.

19.6. Tomonlari a bo'lgan ingichka o'tkazgichdan yasalgan kvadrat tomonlaridan I tok o'tmoqda. Kvadrat markazidagi magnit maydon kuchlanganligini toping.

19.7. I elektr toki x koordinata o'qini manfiy tarafdin koordinata boshigacha, so'ng y o'qi bo'ylab cheksizgacha o'tmoqda. Fazodagi nuqtadagi magnit maydon kuchlanganligini hisoblang.

19.8. Tokli halqa diametri bo'yicha α burchakka bukilgan. Bunda halqa markazidagi magnit maydon kuchlanganligi necha marta kamaygan?

20-§. Tokli konturning uzoq masofalardagi magnit maydoni

Ma'lumki, yadro atrofida aylanma harakat qilayotgan elektronlar aylanma tok va magnit moment hosil qiladi. Har bir elektron va boshqa ko'pchilik elementar zarralar hususiy magnit momentga ega. Ulardan tuzilgan atom va molekularning ko'pchiligi magnit momentga ega. Shunday holda tokli kontur — magnit dipolning maydonini bilish muhimdir.

Yuqorida tokli halqa o'qidagi magnit maydon kuchlanganligi hisoblangan edi. Bu bo'limda tokli yassi halqadan uzoq masofalardagi ixtiyoriy nuqtadagi maydon hisoblanadi.

Vektor potensial uchun (19.7) formulani chiziqli toklar uchun ko'chiraylik:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi} \oint_l \frac{d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (20.1)$$

Fizik hisoblarning natijasi koordinata sistemasiga bog'liq emas, lekin koordinata sistemasining yechilayotgan masalaga moslab tanlanishi masala yechimini yengillashtiradi. Ko'rilayotgan masalada koordinata boshi tokli kontur ichida bo'lsin, kontur elementining koordinatasi \vec{r}' va maydon izlanayotgan nuqta koordinatasi \vec{r} orasida quyidagi tengsizlik bajarilishini talab qilaylik:

$$r \gg r' \quad (20.2)$$

Shunda quyidagi munosabatlar o'rinli bo'ladi:

$$\begin{aligned} |\vec{r} - \vec{r}'| &\approx \sqrt{r^2 - 2r\bar{r}'} \approx r \left(1 - \frac{\bar{r}'}{r}\right), \\ \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} &= \frac{1}{r} \left(1 + \frac{\bar{r}'}{r}\right). \end{aligned} \quad (20.3)$$

Buni (20.1) ga qo'ysak:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi r} \left\{ \oint_{l'} d\vec{r}' + \frac{1}{r^2} \oint_{l'} (\bar{r}r') d\vec{r}' \right\}. \quad (20.4)$$

Bu yerdagi yopiq kontur bo'yicha birinchi integral nolga teng. Ikkinchi integralni hisoblashda yengillik bo'lishi uchun koordinata o'qlarini quyidagicha joylashtiraylik: tokli kontur $z=0$ tekislikda yotsin, demak: $\vec{r}' = \bar{i}x' + \bar{j}y'$, $d\vec{r}' = \bar{i}dx' + \bar{j}dy'$. Ikkinchidan xy o'qlarini z o'qi atrofida shunday buraylikki, \vec{r} vektor $x=0$ tekislikda joylashsin, $x=0$ bo'lsin. Unda:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi r^3} \oint_{l'} (yy') (\bar{i}dx' + \bar{j}dy') = \frac{\mu\mu_0 Iy}{4\pi r^3} \left\{ \bar{i} \oint_{l'} y' dx' + \bar{j} \oint_{l'} y' dy' \right\}. \quad (20.5)$$

Bu yerdagi ikkinchi integral $y'^2/2$ boshlang'ich funksiyaga ega va yopiq kontur bo'ylab integral nolga teng.

$\oint_{l'} y' dx'$ integral yopiq kontur bilan chegaralangan sirtga

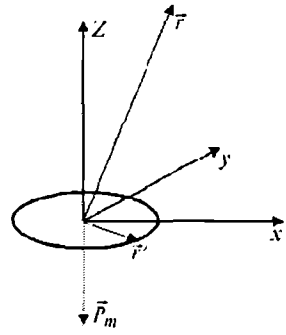
bog'liq. Yopiq konturdagi tok va integrallash yo'nalishi 20.1-rasmda tasvirlangandek soat strelkasi bo'ylab bo'lsa: $\oint_{l'} y' dx' = S$, $IS = p_m$

— tokli kontur magnit momentini beradi. Tokning bunday

yo‘nalishida magnit moment z o‘qiga teskari yo‘nalganligini hisobga olib, $\vec{p}_m y$ ifodani $\vec{p}_m \times \vec{r}$ shaklda yozib olishimiz mumkin. Xullas:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{p}_m \times \vec{r}}{r^3}. \quad (20.6)$$

Bu natija magnit moment o‘qini o‘rab turuvchi konsentrik aylanalar shaklidagi maydonni tasvirlaydi. \vec{r} vektor tokli kontur — magnit dipoldan maydon izlanayotgan nuqtaga yo‘nalgan vektor.



20.1-rasm.

Agar tok boshqa yo‘nalishda oqsa, $\oint_{l'} y' dx' = -S$, bu o‘zgarish

bilan birga \vec{p}_m vektorning ham yo‘nalishi teskariga o‘zgaradi va natijaviy (20.6) formula o‘zgarmaydi.

Magnit moment doimiy vektorligini hisobga olgan holda natijadan uyurma hisoblab, magnit induksiyani topamiz:

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \vec{\nabla} \times \left(\frac{\vec{p}_m \times \vec{r}}{r^3} \right) = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \left\{ \vec{p}_m \left(\vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \right) - \left(\vec{\nabla} \vec{p}_m \right) \frac{\vec{r}}{r^3} \right\}.$$

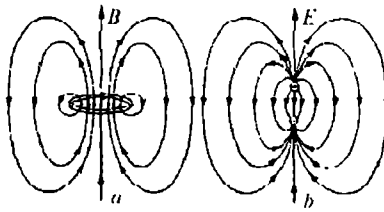
Bu yerda (tekshirib ko‘ring): $\vec{\nabla} \left(\vec{r} / r^3 \right) = 0$ Uyurma hisoblashni oxiriga etkazsak:

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \left\{ -\frac{\vec{p}_m}{r^3} + \frac{3(\vec{p}_m \vec{r}) \vec{r}}{r^5} \right\}. \quad (20.7)$$

Bajarilgan hisoblarda tokli halqa shakli haqida biron shart ishlatilmadi, shuning uchun tekislikdagi halqaning shakli ixtiyoriy bo‘lishi mumkin. Uzoq masofalardagi maydonda elektr tokning aylana, yoki boshqa shakl bo‘yicha o‘qishi sezilmaydi. Faqat tokning magnit momenti $p_m = I\bar{S}$ ahamiyatli.

Maydon modulini hisoblaylik. $\vec{p}_m \vec{r} = p_m r \cos \theta$ ekanligini hisobga olamiz, va $B = \sqrt{\vec{B} \vec{B}}$ munosabatga ko‘ra:

$$B = \frac{\mu\mu_0 p_m}{r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}. \quad (20.8)$$



20.2-rasm.

Bundan ko‘rinadiki, magnit induksiya masofaning kubiga teskari mutanosib ekan. Masofa doimiy bo‘lganda, tokli kontur o‘qida (ya‘ni $\theta = 0$ bo‘lganida, magnit moment yo‘nalishida), maydon eng katta: $B = 2\mu\mu_0 p_m / r^3$, magnit momentga tik yo‘nalishda ($\theta = \pi/2$) maydon induksiyasi eng kichik ekan: $B = \mu\mu_0 p_m / r^3$

20.2-rasmda magnit dipol maydoni grafik tarzda tasvirlangan. Umuman magnit dipolning uzoq masofalardagi maydoni 5-§ da o‘rganilgan elektr dipol maydoniga o‘xshab ketadi. Ular orasidagi farq faqat yaqin masofalarda seziladi.

Toklarning ixtiyoriy masofalardagi magnit maydon sonli usullar bilan, masalan EXEL dasturida hisoblanishi mumkin. Muallif tuzgan bunday dasturni bu yerda keltirishning iloji yo‘q.

Savol va masalalar

20.1. Magnit dipolning vektor potentsiali $A(\vec{r})$ masofaga qanday bog‘liq?

20.2. Magnit dipolning magnit induksiyasi $B(\vec{r})$ masofaga qanday bog‘liq?

20.3. Magnit dipolning magnit induksiyasi $B(\vec{r})$ yo‘nalishga qanday bog‘liq?

20.4. Magnit dipolning magnit induksiyasi \vec{B} ning dipol o‘qidagi va dipol ekvatoridagi yo‘nalishi qanday?

Muhim formulalar

- Amper qonuni: $\frac{F}{l} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{r}$.

- Magnit induksiya va kuchlanganlik orasidagi bog‘lanish:

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}.$$

- Statsionar magnit maydon tenglamalari:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0,$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}, \quad \oint_l \vec{H} d\vec{l} = I.$$

- Tokli kesma magnit maydoni: $H = \frac{I}{4\pi R} (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2).$

- Aylanma tok o‘qidagi magnit maydon: $H = \frac{IR^2}{2(R^2 + h^2)^{3/2}}.$

- Toroid ichidagi magnit maydon: $H = nI.$

- Tokli silindr ichidagi magnit maydon: $H = Ir / 2\pi R^2$

- Hajmdagi va chiziqli toklarning magnit maydoni:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV', \quad H(\vec{r}) = \frac{I}{4\pi} \int_l \frac{d\vec{l}' \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}.$$

- Magnit maydon uchun chegaraviy shartlar:

$$B_{1n} = B_{2n}, \quad H_{1r} = H_{2r} + i_n.$$

- Magnit dipol maydoni: $\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \left\{ -\frac{\vec{p}_m}{r^3} + \frac{3(\vec{p}_m \vec{r}) \vec{r}}{r^5} \right\}.$

- Skalyar shaklda: $B = \frac{\mu\mu_0 p_m}{r^2} \sqrt{1 + 3\cos^2 \theta}.$

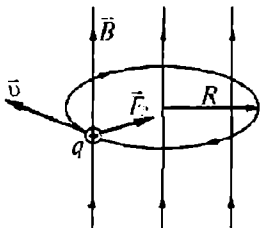
MAGNIT MAYDONNING ZARYADLARGA TA'SIRI

21-§. Lorens kuchi. Zaryadli zarraning magnit maydondagi harakati

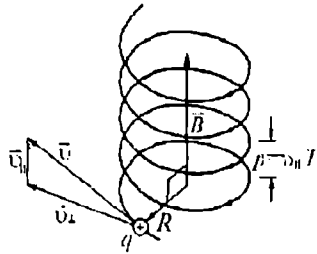
Elektr maydon zaryadlar tomonidan hosil qilinadi va zaryadlarga ta'sir etadi ($\vec{F} = q\vec{E}$). Magnit maydon harakatdagi zaryadlar tomonidan hosil qilinadi va harakatdagi zaryadlarga ta'sir etadi. Tezlik-vektor miqdor, magnit maydon induksiyasi ham vektor miqdor, ulardan kuch vektorini hosil qilish uchun, ularni faqat vektor ravishda ko'paytirish mumkin. Shunday qilib, magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadli zarraga ta'sir etuvchi kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (21.1)$$

Bunday ifoda X.A.Lorens tomonidan eksperimental ma'lumotlarni umumlashtirish natijasida olingan bo'lib, Lorens kuchi deb ataladi. Magnit kuchlarning bunday ko'rinishda bo'lishi nisbiylik nazariyasida nazariy tasdiqlanadi. Vektor ko'paytirish xossalriga ko'ra, Lorens kuchi magnit maydonga ham, zarraning tezligiga ham tik yo'naladi. Lorens kuchi zaryadli zarrani og'dirib, tezlik yo'nalishini o'zgartirib, tezlik moduliga ta'sir etmaydi (21.1-rasm). Ishning ta'rifi ko'ra: $A = \vec{F}d\vec{l} = \vec{F}\vec{v}dt = 0$, magnit maydonning bajargan ishi nolga teng. Lorens kuchi zarraning tezligi



21.1-rasm.



21.2-rasm.

moduli, zarra impulsi va kinetik energiyasini o'zgartirmaydi, faqat uning harakat yo'nalishini o'zgartiradi. Natijada magnit maydondagi zaryadli zarra spiralsimon trayektoriya bo'ylab harakatlanadi (21.2-rasm).

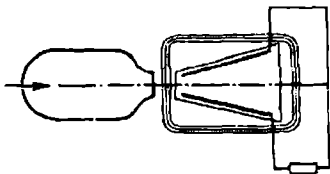
Zaryadli zarralarning magnit maydonda og'ishi elementar zarralar fizikasida qo'llaniladi. Zarralarning rasmini olish uchun qo'llaniladigan fotoemulsiya magnit maydonga joylashtiriladi. Elementar zarralarning katta qismi zaryadli bo'lib, katta tezlik bilan harakatlanganda ularning magnit maydonda og'ishi zarra tezligi, q/m nisbat va zaryad ishorasiga bog'liq bo'ladi. Zarraning fotoemulsiyadagi trayektoriyalariga ko'ra elementar zarralarni farqlash mumkin (21.3-rasm). Zaryadsiz zarralar magnit maydonda og'maydi, ularning izlari ham fotoemulsiyada deyarli sezilmaydi.

Elementar zarralar trayektoriyalarini pufakchali kamera va Vilson kamerasida ham kuzatiladi. Vilson kamerasida katta energiyali zarralar o'z trayektoriyasi bo'ylab moddani ionlashtiradi va ionlar o'ta to'yingan bug'ni kondensatsiyalanish markazlariga aylanadi, shunday qilib zarraning izi ko'rinadi. Pufakchali kamerada suyuqlikning o'ta qizigan holati vujudga keltiriladi. Katta energiyali zaryadli zarra trayektoriyasi bo'ylab moddani ionlashtiradi, bu ionlar bug' pufakchalari hosil bo'lish markazlariga aylanib, zarraning izi ko'rinadi. Pufakchali kamera ham, Vilson kamerasi ham yoritilib, ulardagi izlar rasimga olinadi. Bu kameralar magnit maydonga joylashtirilib, rasmlardan olinadigan ma'lumotlar keskin oshiriladi.



21.3-rasm.

Lorens kuchining yo'nalishi musbat va manfiy zarralar uchun turlicha. Shunga asoslanib magnitogidrodinamik (MGD) generator kashf etilgan. Bu generator harakatlanuvchi mexanizmlari yo'qligi bilan ajralib turadi (21.4-rasm). Unda maxsus yonilg'i kamerada yoqilib, hosil qilingan katta temperaturali, ionlashgan gaz karneradan katta tezlik bilan otilib chiqadi. Oqimga tik magnit maydondan o'tayotgan zarralar Lorens kuchi ta'sirida zaryad ishorasiga qarab ikki yonga buriladi va o'rnatilgan elektrodlardan birini musbat,



21.4-rasm.

ikkinchisini manfiy zaryadlaydi (21.4-rasm). Elektr energiya elektrodlardan tashqi zanjirga beriladi. MGD generatorlarning ijobiy tomoni shundaki, ularning o'lchamlari boshqa generatorlardan ko'p marta kichik, ularni juda tez ishga tushirish mumkin.

MGD generatorlarning nisbatan katta quvvatli namunalari yaratilib, qo'llanilganiga qaramay, ularni keng tarqalishi haqida gapirish erta.

Zaryadning magnit maydondagi harakatini o'rganish uchun uning tezligini magnit maydon induksiyasiga nisbatan parallel va perpendikulyar tashkil etuvchilarga ajratib o'rganaylik: $\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$. Lorens kuchining ifodasiga \vec{v}_{\parallel} ni qo'yib ko'rsak, kuch nolga tengligini topamiz, demak magnit maydonda zaryadli zarra doimiy \vec{v}_{\parallel} tezlik bilan magnit kuch chiziqlari bo'ylab ilgarilanma harakatini davom ettiradi. \vec{v}_{\perp} tezlik Lorens kuchiga hissa qo'shib, son jihatdan ga teng, yo'nalishi magnit induksiya va tezlik vektorlariga tik kuchni, ya'ni markazga intilma kuchni hosil qiladi:

$$\frac{m v_{\perp}^2}{R} = q v_{\perp} B. \quad (21.2)$$

Bundan aylanish radiusini topamiz:

$$R = \frac{m v_{\perp}}{q B}. \quad (21.3)$$

Demak magnit maydon induksiyasi oshishi bilan aylanish radiusi kichrayar ekan. Aylanish chastotasini topaylik:

$$\gamma = \frac{v_{\perp}}{2\pi R} = \frac{q B}{2\pi m}. \quad (22.4)$$

Bu siklotron chastota — Larmor chastotasi deb nomlanadi. Magnit maydondagi zaryadli zarraning aylanish chastotasi faqat magnit maydon induksiyasiga bog'liq ekan. Agar maydon bir jinsli bo'lsa, undagi barcha elektronlar bir xil chastota bilan aylanar ekan. Aylanish bilan birga magnit maydon kuch chiziqlari bo'ylab \vec{v}_{\parallel}

tezlik bilan ilgarilanma harakat mavjudligini hisobga olsak, trayektoriya spiralsimon bo'lishini ko'ramiz.

Zarraning magnit maydondagi aylanma harakatini impuls momenti bilan tavsiflash mumkin:

$$L = mv_{\perp} R. \quad (21.5)$$

Zaryadli zarra aylanma harakatida aylanma tok $I = -e\gamma$ hosil qiladi. Bu tok magnit maydon va uning o'lchovi bo'lgan magnit moment hosil qiladi:

$$p_m = IS. \quad (21.6)$$

Bu ikki miqdor bitta zaryadning aylanma harakati tufayli hosil bo'lgani uchun, ular bir-biriga mutanosibdir:

$$p_m = -e\gamma\pi R^2 = -e \frac{v_{\perp}}{2\pi R} \pi R^2 = \frac{-e}{2} v_{\perp} R = \frac{-e}{2m} L. \quad (21.7)$$

Zarraning magnit va mexanik momentlari orasidagi mutanosiblik koeffitsiyenti $e/2m$ fizikaning muhim doimiylaridan hisoblanadi.

Zarra harakatida hosil qilgan doirani

$$\Phi = BS \quad (21.8)$$

magnit oqim kesib o'tadi. Bu miqdor ham zarraning magnit momenti bilan mutanosib ekan. Haqiqatan, $\Phi = (B/I)IS = (B/I)p_m$,

bu yerda: $\frac{B}{I} = \frac{B}{e\gamma} = \frac{B}{e} \frac{2\pi m}{eB} = \frac{2\pi m}{e^2}$ — doimiy son,

$$\Phi = \frac{2\pi m}{e^2} p_m. \quad (21.9)$$

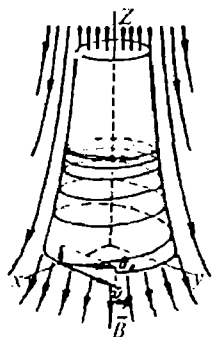
Shunday qilib, zaryadli zarraning magnit maydondagi aylanma harakati uch fizik miqdor: L , p_m , Φ bilan tavsiflansa, ular bir-biriga mutanosib bo'lar ekan, ulardan birining o'zgarishi boshqalarining ham o'zgarishiga olib kelar ekan.

Magnit moment p_m ni hisoblaylik. $I = e\gamma$ va $S = \pi R^2$ deb chastota γ va aylanish radiusi R uchun (21.3)—(21.4) ifodalarni ishlatib, magnit moment uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$p_m = E_{\perp} / B, \quad (21.10)$$

bu yerda $E_{\perp} = mv_{\perp}^2 / 2$.

22-§. Zaryadli zarraning bir jinsli bo‘lmagan magnit maydondagi harakati



22.1-rasm.

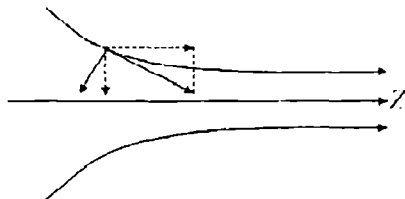
Magnit maydon fazoda asta-sekin o‘zgaruvchi bo‘lsin. Asta-sekin deganining ma‘nosi — zarra trayektoriyasining bir halqasining o‘lchamlarida maydonning farqi juda kichik bo‘lsin. Notekis maydon kuch chiziqlari parallel bo‘lmay, bir-biriga yaqinlashib (yoki uzoqlashib) boruvchi chiziqlardan iborat bo‘ladi. Magnit kuch chiziqlarining bir-biriga yaqinlashuvi — maydon induksiyasining oshishini bildiradi. Bunday maydonda harakatlanuvchi zaryadli zarra spiralsimon trayektoriyaga ega bo‘lsada, bu spiralning radiusi maydonga mos ravishda o‘zgarib boradi (22.1-rasm): maydon kuchli bo‘lgan sohaga (21.3) formulaga muvofiq aylanish radiusi borgan sari kichirayadi, aylanish chastotasi esa (21.4) formulaga muvofiq oshib boradi.

Lorens kuchi tezlikka tik bo‘lgani uchun, zarraning to‘liq tezligi, impulsi va kinetik energiyasi saqlanishi yuqorida aytilgan edi. Bir jinsli bo‘lmagan maydondagi bunday harakat paytida L , p_m , Φ miqdorlar ham saqlanishini ko‘rsataylik.

Zarraning harakat tenglamasi

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (22.1)$$

shaklda ifodalanadi. Notekis maydonda z o‘qini maydonning simmetriya o‘qi bo‘ylab joylashtiraylik (22.2-rasm). Bir jinsli maydonda faqat \vec{B}_z tashkil etuvchi bo‘ladi, bir jinsli bo‘lmagan



22.2-rasm.

maydonda qo‘shimcha \vec{B}_R tashkil etuvchi ham paydo bo‘ladi. Bir jinsli maydonda zarra spiral trayektoriya bo‘ylab v_z doimiy tezlik bilan ilgari lanma harakatlanar edi. Notekis maydonda induksiya vektoriga tik bo‘lgan

Lorens kuchi z o'qiga tik bo'lmaydi (rasmga qarang) va z o'qi bo'ylab tashkil etuvchisi F_z paydo bo'ladi. Kuchning bu tashkil etuvchisi zaryadning ishorasi va tezlikning yo'nalishidan qat'i nazar maydon induksiyasi kuchsiz bo'lgan tarafdga yo'naladi.

F_z kuch ta'sirida magnit maydonning kuchli sohasiga yaqinlashayotgan zarraning ilgarilanma harakat tezligi v_z kamayib boradi va shunga mos spiral halqalarining orasi kichrayib boradi. Maydonning biron nuqtasiga borib tezlik moduli o'zgarmagan holda v_z nolga aylanadi, ilgarilanma harakat to'xtaydi, so'ngra zarra orqaga harakatlana boshlaydi. Maydonning kuchli sohasidan akslanish hodisasi ro'y beradi.

F_z kuchni hisoblashga o'taylik. Magnit induksiya va tezlikni ikki tashkil etuvchiga ajratib: $\vec{B} = \vec{B}_z + \vec{B}_R$, $\vec{v} = \vec{v}_z + \vec{v}_\perp$, harakat tenglamaasini ko'chiraylik:

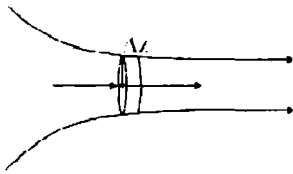
$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left\{ \vec{v}_z \times \vec{B}_z + \vec{v}_z \times \vec{B}_\perp + \vec{v}_\perp \times \vec{B}_z + \vec{v}_\perp \times \vec{B}_R \right\}. \quad (22.2)$$

Bu yerda vektor ko'paytma xossalariga ko'ra $\vec{v}_z \times \vec{B}_z = 0$. $q\vec{v}_\perp \times \vec{B}_z$ ko'paytma aylanma harakatining sababchisi, aylana markaziga yo'nalgan kuchni tashkil etadi. $q\vec{v}_z \times \vec{B}_\perp$ kuchning yo'nalishi zarraning \vec{v}_\perp tezligi bilan mos keladi, notekis magnit maydondagi harakatda zarraning bunday tezligining o'zgarishiga sababchi bo'lgan kuchni tashkil etadi. Bu ikki ($q\vec{v}_\perp \times \vec{B}_z$ va $q\vec{v}_z \times \vec{B}_\perp$) kuchlar yo'nalish jihatdan z o'qiga tik tekislikda yotadi.

Zarraning ilgarilanma harakatini o'rganish maqsadida tenglamani \vec{v}_z vektorga skalyar ko'paytiraylik. Tenglamaning o'ng tarafida faqat bir ko'paytma $F_z = q\vec{v}_z (\vec{v}_\perp \times \vec{B}_R) = -qv_z v_\perp B_R$ qoladi, uning qiymatini hisoblashda undagi uchchala vektor o'zaro tikligi hisobga olindi. Tenglamaning chap tomoni

$$m\vec{v}_z \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{v}_z \frac{dv_z}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{mv_z^2}{2} \right) \text{ bo'lib, tenglama quyidagi shaklga}$$

keladi:



22.3-rasm.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv_z^2}{2} \right) = -qv_z v_{\perp} B_R. \quad (22.3)$$

Maydonning ko'ndalang tashkil etuvchisi B_R ga ifoda topish uchun z o'qiga tik joylashgan R radiusli va Δz qalinlikka ega bo'lgan silindrni tasavvur etaylik (22.3-rasm). Magnit maydon uzluksiz bo'lgani uchun silindrga kiruvchi va chiquvchi magnit oqimlar teng bo'ladi:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0,$$

$$\pi R^2 B_z + 2\pi R \Delta z B_R = \pi R^2 (B_z + \Delta B_z),$$

bu yerda $2\pi R \Delta z B_R$ — yon sirtidan tsilindrga kiruvchi magnit induksiya oqimi. Bundan:

$$B_R = \frac{R}{2} \frac{\Delta B_z}{\Delta z} \approx \frac{R}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (22.4)$$

(22.3) dagi v_{\perp} tezlikni aylanish davri T orqali ifodalaylik: $v_{\perp} = 2\pi R / T$ Unda tenglama quyidagi shaklga keladi:

$$-qv_z \frac{2\pi R}{T} \frac{R}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} = - \left(\frac{q}{T} \pi R^2 \right) v_z \frac{\partial B_z}{\partial z} = -p_m \frac{dB_z}{dt},$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv_z^2}{2} \right) = -p_m \frac{dB_z}{dt}. \quad (22.5)$$

Boshqa tomondan $mv_z^2 / 2 = E - E_{\perp}$ bo'lib, bu yerdagi zarraning to'liq energiyasi E magnit maydonda o'zgarmas miqdordir. (21.10) ga muvofiq $E_{\perp} = p_m B$, demak:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv_z^2}{2} \right) = - \frac{d}{dt} (p_m B). \quad (22.6)$$

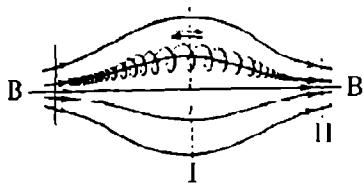
(22.5) va (22.6) ni solishtirib, $p_m = const$ degan xulasaga kelamiz. 27-§ da zarraning magnit momenti invariantligi elektromagnit induksiya qonuniga asoslanib isbotlangan. Zarraning magnit momenti bilan birga unga bog'liq bo'lgan zarraning magnit maydondagi impuls momenti L va zaryadli zarra trayektoriyasidagi

chulgʻamlar orqali magnit oqim Φ ham saqlanadi. Demak, magnit maydondagi zaryadli zarra uchun:

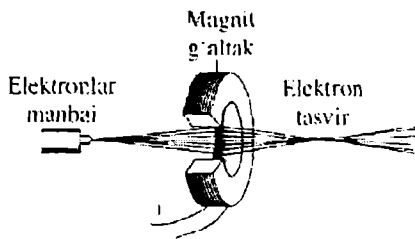
$$\begin{aligned} v &= \text{const}, & p &= \text{const}, & E &= \text{const}, \\ p_m &= E_{\perp} / B = \text{const}, \\ \Phi &= BS = \text{const}, \\ L &= mv_{\perp} R = \text{const}. \end{aligned} \quad (22.7)$$

Bu saqlanish qonunlari koʻp hollarda zarraning magnit maydondagi harakatini harakat tenglamasiga murojaat etmasdanoq oʻrganish imkonini beradi. Masalan $p_m = E_{\perp} / B = \text{const}$ tenglikka muvofiq zarra maydonning kuchli sohasiga yaqinlashib borgani sari (B oshgan sari), uning aylanma harakat energiyasi E_{\perp} ham oshib boradi, demak ilgarilanma harakati sekinlashib boradi va biron nuqtada $E_{\perp} = E$ boʻlganida ilgarilanma harakat toʻxtaydi, bu esa zarraning akslanish nuqtasida maydon qanday boʻlishini topish imkonini beradi. Bundan keyin zarra aylanma harakatini davom ettirib, maydon kuchsizroq boʻlgan sohaga qaytadi. Zarraning magnit maydonning kuchli sohasidan akslanishi sifat jihatdan yuqorida ham tahlil etilgandi.

Shunday qilib, zaryadli zarra magnit maydonning kuchli sohasidan akslanar ekan. Magnit maydonning bunday xossalariga asosan gʻoyat yuqori temperaturali ($T = 10^4 - 10^6 \text{ K}$) plazmani fazoda siqib ushlab turuvchi magnit «qopqonlar» yasaladi (22.4-rasm). Plazmaning katta qismi qopqonning hajmida harakatlanadi va shu hajmda ushlab turiladi, qurilmaning moddiy devorlari bilan toʻqnashmaydi. Elektron mikroskoplarda magnit maydonlarnig bu xossasi elektronlar dastasini siqish uchun qoʻllaniladi (22.5-rasm).



22.4-rasm.



22.5-rasm.

Magnit maydonda zaryadli zarra maydon kuch chiziqlarini o'rab turuvchi spiral bo'ylab harakatlanadi. Magnit induksiya chizig'i egri bo'lsin, egrilik radiusi R bo'lsin. Zarraning harakati davomida unga R radius bo'ylab yo'nalgan markazdan qochirma kuch ta'sir etadi. Aylanma harakatlanayotgan zarraga ta'sir etuvchi bu kuch uning trayektoriyasiga ta'sir etadi, zarra trayektoriyasi rasm tekisligiga tik yo'nalishda egrilanadi. Buni *dreyf* harakati deb ataladi. Bunday harakatda yuqorida o'rganilgan saqlanish qonunlari buzilmaydi.

Savol va masalalar

22.1. Zaryadli zarraning bir jinsli magnit maydondagi harakat trayektoriyasi qanday shaklga ega?

22.2. Zaryadli zarra bir jinsli magnit maydonda maydon induksiyasi \vec{B} ga tik ravishda harakatlanmoqda. Zarra massasi m , zaryadi e , tezligi $\vec{v} = \vec{v}_z + \vec{v}_\perp$ bo'lsa, quyidagilarni aniqlang:

- zarraning aylanish radiusini;
- aylanish davrini;
- chastotasini;
- trayektoriya qadamini;
- impuls momentini;
- magnit momentini;
- magnit induksiya oqimini;
- bu zarrani akslantira oladigan maydon induksiyasini.

22.3. Zaryadli zarraning birjinsli bo'lmagan magnit maydondagi harakat trayektoriyasi qanday shaklga ega?

22.4. Dreyf harakat deb nimaga aytiladi?

22.4. 200V kuchlanishli maydonda tezlashgan elektron Yerning 70mK induksiyalik magnit maydonida harakatlanmoqda. Elektron tezligi maydonga tik deb, elektronning aylanish radiusini toping.

22.5. Ikki elektron bir jinsli magnit maydonda induksiya chiziqlariga tik harakatlanmoqda. Elektronlarning kinetik energiyalari K_1/K_2 nisbatda bo'lsa, ularning aylanish radiuslari qanday nisbatda bo'ladi?

22.6. Magnit maydon B_0 bo'lgan sohada elektron tezligi $v_z = 4v_\perp$ bo'lsin. Bu elektron maydon induksiyasi qanday bo'lgan sohada akslanadi?

23-§. Kosmik magnit maydonlar va plazma

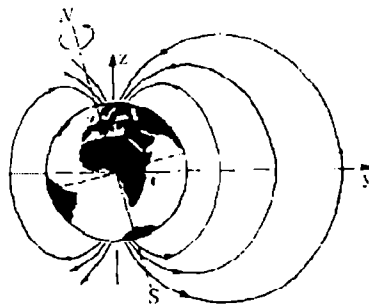
Tabiatdagi moddaning katta qismi plazma shaklida mavjud. Plazma — moddaning qisman yoki to‘liq ionlashgan holatidir. Yulduzlardagi modda temperatura yuqori bo‘lgani uchun ionlashgan holatda bo‘ladi. Yulduzlararo, planetalararo kosmik fazodagi modda asosan gaz holatda bo‘ladi. Quyosh va boshqa yulduzlardan kelgan elektromagnit nurlanish yutilishi natijasida bu gaz ionlashadi. Gaz juda siyrak bo‘lgani uchun rekombinatsiya — neytrallanish jarayoni nihoyatda sekin kechadi, natijada kosmik gaz temperaturasi baland bo‘lmasa ham ionlashgan holatda bo‘ladi.

Tabiatdagi plazma magnit maydonda harakatlanadi. Magnit maydonning manbai planetalarda, yulduzlarda bo‘lishidan tashqari, galaktikalardagi yulduzlararo fazoda ham, hattoki galaktikalalararo bepoyon kosmik fazoda ham kuchsiz magnit maydon mavjudligi isbotlangan.

Avval Yerning magnit maydoni haqida qisqacha ma’lumotlar bilan tanishaylik.

Kompas strelkalari Yerning magnit maydonini sezib, uning qutblarini — janubiy qutbini (u Yerning shimoliy qutbiga yaqin joylashgan) va shimoliy qutbi (u Erning janubiy geografik qutbini yaqinida joylashgan) ko‘rsatadi. Yer sayyorasi ulkan magnit bo‘lib, uning magnit maydoni kompas yordamida qadimdan dengizchilarga bepoyon dengizda to‘g‘ri yo‘l topishga yordam bergan.

Yerning magnit maydoni ilmiy o‘rganila boshlaganiga uch asrdan oshgan bo‘lib, u haqda ko‘p ma’lumot topilgan. Birinchi yaqinlashishda bu maydon magnit dipol (tokli halqa) maydoniga o‘xshaydi (23.1-rasm). Uni magnit qutblar yo‘nalishidagi magnit momenti vektori bilan bilan harakterlash mumkin. Yerning magnit o‘qi Yerning aylanish o‘qiga nisbatan $9,5^\circ$ og‘ishga ega. Yer aylanayotganda u bilan birga butun



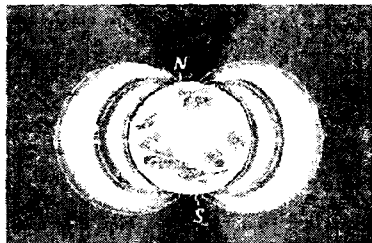
23.1-rasm.

magnit maydoni, uning magnit qutblari ham aylanadi. Magnit qutblar yerning sirtida bir joyda joylashganga o'xshasa ham, ular asta sekin, yuz yilda 18° tezlik bilan planeta atrofida siljishi sezilgan.

Ikkinchi tomondan, Yerning magnit maydoni vaqt o'tishi bilan kamayishi ma'lum bo'lgan: 20 yilda taqriban 1%. Bunday holda 2 ming yilda Yerning magnit maydoni so'nib qolishi kerak. Tarixiy izlanishlar shuni ko'rsatadiki, uzoq o'tmishda Yerning magnit maydoni so'nib, teskari yo'nalishda, ya'ni qutblari almashib qayta vujudga kelishi kuzatilgan, bunday global hodisalar 50—500 ming yilda bir marta ro'y bergan ekan. Vulqonlardan otilib chiqqan lava qotganida, unda o'sha zamondagi magnit maydon haqida tarixiy ma'lumot qolib, bizga etib kelgan. Yerdagi bunday hodisalar juda uzoq davrda bir marta ro'y bersada, Yerdagi hayotga ta'siri juda kuchli bo'lishi mumkin. Uzoq tarixda, dinozavrlar va boshqa ko'plab jonivor turlarining yo'q bo'lib ketishi aynan magnit qutblarining almashinishi bilan bog'lanadi. Magnit maydon qutblari almashib vujudga kelishi kutilsa ham, ko'p yillar davomida uning qiymati juda kichik bo'lib, maydon Yerni Quyosh radiatsiyasidan bekitib turolmaydi.

Quyoshda esa magnit maydon qutblarining almashinishi nisbatan tez, o'rtacha 29 kunda bir marta ro'y berar ekan.

Yerning magnit maydoni manbasi nimada? Dastlab magnit maydon Yerning ferromagnit yadrosi bilan tushuntirilgan. Haqiqatan, planetamiz qobig'ida temir moddasi ko'p bo'lib, uning yadrosi asosan temir va nikeldan iborat deb hisoblanadi. Lekin chuqurlik oshgan sari temperatura oshib boradi, 100—200 kilometr chuqurlikdayoq temperatura 1300 K ga etib, Kyuri harora-



23.2-rasm.

tidan oshib ketadi, bunday sharoitda kuchli ferromagnit xossalarda yo'qolib, magnit maydonning kuzatiladigan qiymatlarini tushuntirib bo'lmaydi. Zamonaviy tasavvurlarga ko'ra Yerning metall yadrosida aylanma elektr toklar oqib, planeta magnit maydonini yaratadi. Suyuq yadro bilan tashqi mantiya-

ning aylanishidagi kichik tafovut (bir sutkada $0.12 s$), suyuq yadro-dagi turbulent harakatlar elektr toklar va magnit maydonni so'rib qolmasdan, energiya olib turishini ta'minlar ekan.

Yer sirtida magnit maydon induksiyasi Braziliyada eng kichik qiymatga ega bo'lib, $24 mkT$, shimoliy magnit qutbda (Antarktida) maksimal $68 mkT$ ni tashkil etadi, yer sirtiga burchak ostida yo'nalgan.

Magnit maydonning tashqi qismi magnitosfera deb ataladi va planeta sirtidan 10-12 Yer radiusiga teng masofaga cho'zilgan (23.2-rasm). Magnitosfera Yerning atmosferasidan tashqariga chiqib, o'n minglab kilometrda davom etadi. Bundan narida Quyoshning magnit maydoni kuzatiladi.

Magnitosferaning asosiy qismi kosmik vakuum sharoitida mavjud bo'lib, u yerdagi katta tezlikka ega bo'lgan zaryadli zarralar — kosmik plazma elementlari magnit maydon kuch chiziqlari bo'ylab spiralsimon trayektoriyalar hosil qilib harakatlanadi. Bunday harakat Lorens kuchi bilan tushuntirilib, avvalgi bo'limda batafsil o'rganilgan edi. Yerning magnitosferasida elektronlar, protonlar, kamroq miqdorda alfa- va boshqa zarralar harakatlanadi. Magnit ekvatori sohasida magnit induksiya kichikroq bo'lib, spiralsimon trayektoriyalarning radiusi va qadami katta bo'ladi, magnit qutblarga yaqinlashganda trayektoriyaning radiusi va qadami kichrayib boradi, nihoyat zarraning tezligiga bog'liq maydonning biron chegarasida zarraning akslanishi ro'y berib, u orqaga harakatlanishga boshlaydi.

Shunday qilib magnitosfera zarralari ikki magnit qutb orasida harakatlanadi, bu sayohat uchun bir sekund ham yetarli bo'ladi. Zarralar o'z harakati paytida elektromagnit nurlanish chiqarib, energiyasi kamayib boradi, lekin bu nurlanish energiyasi Yer magnitosferasidagi zarralar uchun juda kichik bo'ladi. Zaryadli zarralar magnit qutblarga yaqinlashganda Yerning sirtiga nisbatan yaqinlashadi, atmosferaning siyrak yuqori qatlamlaridagi atomlar bilan to'qnashib, ularni ionlashtiradi. Ionlar neytrallashtirilib (rekombinatsiyalashib), nur chiqaradi. Kosmik fazoda yuz-ming kilometr balandlikda vujudga keladigan bunday nurlanish **qutb yog'dusi** deb nomlanadigan tabiatning nodir hodisasidir.

23.3—23.4-rasmlarda shimoliy qutb yog‘dusining Yer sirtidan olingan rasmi, janubiy qutb yog‘dusining uzoq kosmik kemadan olingan rasmini ko‘rib turibsiz. Bu hodisa tunda, muttasil emas, balki Quyoshda chaqnashlar bo‘lib, Yerdagi magnit bo‘ronlar bo‘lgan davrda kuzatiladi. Bunday paytda Quyoshdan keladigan zarralar oqimi — quyosh shamoli keskin kuchayib, Yer magnitosferasini yuqori energiyali zarralar bilan boyitadi, magnit maydon qiymatini va chegaralarining o‘zgarishiga, odamlar sog‘lig‘ining o‘zgarishiga sabab bo‘ladi. Jumladan qutb yog‘dusi ham kuzatilishi mumkin. Qutb yog‘dusi kuchli magnit maydonga ega bo‘lgan Yupiter, Saturn sayyoralarida ham kuzatilgan. Tezligini yo‘qotgan magnitosfera zarralari ohir oqibat vodород, geliy atomlariga aylanadi.

Yerning magnitosferasi Quyoshdan kelayotgan yuqori energiyali zarralar oqimi - Quyosh shamolining yo‘lini to‘sadi. Quyosh shamoli fizika tili bilan aytganda radioaktiv nurlardan iborat. Bu zarralar Yerning magnit maydonida Lorens kuchi ta‘sirida yo‘naltirilib, Yer sirtiga, kosmik kemalar uchib yuradigan sohaga yetib kelmaydi. Shunday qilib magnitosfera Yerdagi hayotni asrab turuvchi qalqon vazifasini o‘tar ekan. Hozirgi zamonda magnit maydonning asta kuchsizlanib borishi Yerdagi butun organik hayotga katta havf tug‘dirmoqda.

Yupiter Quyosh sistemasidagi eng yirik planetalardan biri bo‘lishidan tashqari, planetalar orasida eng kuchli va o‘lchamlari eng katta magnit maydonga ham egadir. Uning sirtidagi magnit induksiya Yer sirtidagidan 13—14 marta kuchliroqdir. Yupiterning kuchli magnit maydonidagi elektronlarning Larmor harakati

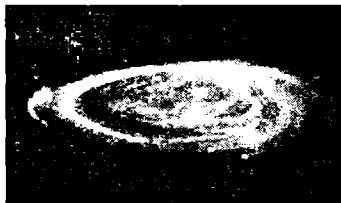


23.3-rasm.



23.4-rasm.

paytida nurlanadigan radio to'liqlar Yer atrofidagi kosmik kemalarda allaqachon qayd etilgan. Bu nurlanish intensivligining davriy o'zgarishi (9 soat 55 minut 29,73 sekund) esa bu nurlanish Yupiter bilan bog'liqligini ko'rsatib turadi.



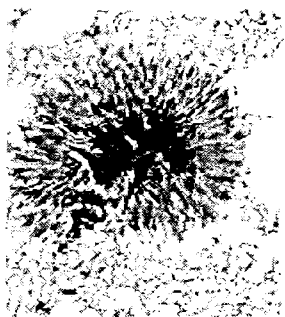
23.5-rasm.

Yupiterda kuzatiladigan qutb yog'dusining tasviri 23.5-rasmda keltirilgan.

Yupiter magnit maydonining o'lchamlari shunday kattaki, uning ko'plab yo'ldoshlari (Io, Yevropa, Ganimed, Kallisto, Amalteya) uning magnitosferasining ichida harakatlanadi. Bu yo'ldoshlarning harakati tufayli magnit maydon induksiyasi o'zgarib, elektromagnit induksiya hodisasi tufayli (27-§) kuchli elektr maydonlari va elektr toklari vujudga keladi, ularning quvvati Io yo'ldoshida ilmiy hisoblarga ko'ra $7 \cdot 10^{12} W$ ga etar ekan. Yupiterning magnit maydoni Io ni qizdirib turuvchi elektromagnit isitgichga aylangan ekan. Yupiter qa'rida magnit maydonga qo'shimcha energiya berib turuvchi mexanizmlar bo'lmaganda, uning magnit maydoni allaqachon so'nib qolgan bo'lardi.

1908-yilda amerikalik astronom J.Xeyl Quyosh dog'larida kuchli magnit maydon mavjudligini ochdi. Bu kashfiyot Yerdan tashqarida magnit hodisalarning dastlabki kashf etilishi edi. Quyoshda Yerdagidan o'nlab, minglab marta kuchli magnit maydonlar borligi aniqlangan. Quyoshdagi ko'plab alomat jarayonlar (Quyosh dog'lari, Quyosh aktivligining davriy o'zgarishi, Quyoshdagi ulkan portlashlar, Quyosh toji, Quyosh shamoli) aynan magnit maydonlar mavjudligi bilan bog'liqdir.

Quyosh magnit maydoni ikki turga bo'lib o'rganiladi. Quyoshning makroskopik o'lchamlarga ega bo'lgan, Yerning magnit maydoni kabi dipol maydoni mavjud. Uning qutblari geografik qutblar bilan mos keladi. Quyosh sirtida bu maydonning qiymati $100-200 \text{ mK}$ ni tashkil etadi, ya'ni Yerning maydonidan ikki — uch marta kuchli. Quyoshning dipol maydoni o'rtacha 29 sutkada o'z qutblarini almashtirib turadi. Quyoshdagi turli jarayonlarning davriyligi ham shu maydon qutblarining o'zgarishi bilan



23.6-rasm.

bog'liq ekanligi tasdiqlangan: magnit maydon Quyosh hayotida, aktivligida shunchalik muhim ahamiyatga ega.

Quyoshdagi ikkinchi turdagi magnit maydonlar bu yulduzning qa'rida hosil bo'ladigan magnit tasmalardir (rus tilidagi ilmiy adabiyotda «jgut» atamasi qo'llaniladi). Bu yopiq shakldagi magnit tasmalar nisbatan ingichka bo'lib, magnit maydon bilan uning ichidagi quyosh plazmasining birlikdagi tuzilmasidir. Bunday tasmalar yulduzning hajmida vujudga kelib, kuchayadi. Bu jarayonlar asosiy dipol magnit maydonning davriyligi bilan bog'liqligi tasdiqlangan. Kuchaygan magnit tasmalar Quyosh sirtiga chiqishi kuzatiladi, sirtga yaqinlashganda bosim kamayib, ularning diametri oshib boradi. Magnit tasma Quyosh sirtiga chiqqan joylarda quyosh dog'lari (23.6-rasm) hosil bo'ladi.

Quyosh dog'lari ba'zan Yerning o'lchamlari bilan tenglashadigan makroskopik o'lchamlarga ega. Ularning markaziy qismidagi temperatura Quyoshning asosiy sirtidan 1500—2000 K sovuqroq bo'lgani uchun, ulardan elektromagnit nurlanish Quyoshning boshqa sirtiga qaraganda 4—6 marta kamroq bo'ladi, ko'zimiz qora dog'ni ko'radi. Dog'ning chetlarida nisbatan issiq soyasi va uning atrofida mash'alasi - atrofidagi sirtidan issiqroq soha kuzatiladi.

Qora dog'larning butun tuzilishi magnit maydon bilan bog'liq.

Qora dog'larning zamonaviy teleskoplarda olingan rasmlarida dog' soyasi sohasida fibrilla — tolalar ko'rinadi. Har bir fibrilla — magnit maydon va undagi plazma hosil qilgan tasmadir. Dog'ning markaziy qismida biz fibrilla uchlarini ko'ramiz, dog'ning soyasida fazoda yoyilib borayotgan fibrillalarning yonini ham ko'ramiz.

Magnit maydonning kuchli qiymatlarida modda (plazma) faqat magnit maydon bo'ylab spiralsimon harakatlanib, yonga siljiy olmaydi. Agar Quyoshning umumiy sirtida modda konveksion harakat vositasida effektiv sovisa, kuchli magnit maydon sirtga chiqqan joyda, fibrillalarda modda faqat fibrilla bo'ylab tebranma harakat qila oladi. Uning sirti sovigani bilan, konveksiya bo'lmagani

uchun Quyosh tubidan issiqlik effektiv ravishda chiqishi yetarli bo'lmaydi, shuning uchun dog'ning ichki sohasi odatdigidan sovuqroq bo'ladi.

Keyingi astrofizik — 23.7-rasmda Quyosh dog'ining yonida ro'y bergan nodir hodisa — **Quyosh chaqnashini** ko'rib turibmiz. Quyoshning umumiy nurlanish energiyasi oldida uning energiyasi juda katta bo'lib sezilmayapti. Lekin bu 1-5 minut



23.7-rasm.

davom etadigan chaqnashda ajralib chiqayotgan energiya miqdori ba'zi chaqnashlarda Angren shahrida yuz ming yilda qazib olinishi mumkin bo'lgan ko'mir energiyasiga tenglashadi. Yirik chaqnash Quyoshning Yerga qaragan sirtida ro'y bersa, Yerning butun iqlimiga, organik hayotga keskin ta'sir ko'rsatishi mumkin. Lekin Yerga to'g'ri yo'nalmagan chaqnash ham Quyosh shamolini keskin oshirib yuborib, Yerdagi qutb yog'dulari, magnit bo'ronlar, ko'plab odamlarning sog'lig'iga salbiy ta'sir ko'rsatishi mumkin.

Ho'sh, bunday global hodisa qanday tushuntiriladi? Ma'lum bo'lishicha, bu hodisa ham Quyoshning magnit maydoni bilan bog'liq ekan. Quyosh sirtiga chiqqan magnit tasmalar harakatda bo'ladi. Ayrim hollarda yo'nalishi teskari, yoki shunga yaqin bo'lgan magnit maydonlar bir-biriga yaqinlashishi mumkin. Ular uzoq vaqt tinch, yaqin turishi ham mumkin, lekin ba'zan tashqi ta'sirlar ostida birlashib, neytrallanishi mumkin. Bunda magnit maydon energiyasi ajralib chiqib, radio, infraqizil, yorug'lik nurlarida, ultrabinafsha va rentgen sohalarida kuchli nurlanish, katta energiyali zarralar oqimi hosil qilishi mumkin. Zaryadli zarralar atrofdagi magnit kuch chiziqlari bo'ylab harakatlanib, ularning nurlanishi bu kuch chiziqlarini yaqqol ko'rish imkoniyatini yaratadi. Ultrabinafsha nurlarda olingan 23.8-rasm mana shu nodir imkoniyatni namoyish etadi. Rasmda Quyoshning sirti qorong'u bo'lib ko'rin-



23.8-rasm.

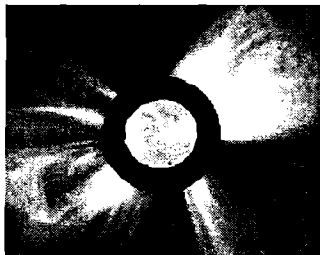
moqda, chunki temperaturasi 5700K bo'lgan sirt asosan yorug'lik nurlarini chiqaradi.

Quyoshning yuqori atmosfera qatlamlari **Quyosh toji** deb nomlanadi. Tojdan ultrabinafsha nur chiqishi tojning temperaturasi bir necha million K ga yetishidan darak beradi. Keltirilgan 23.8-rasm bunday yuqori temperatura aynan magnit maydon kuchli bo'lgan sohalarda shunday yuqori ekanligini ko'rsatmoqda.

Quyosh sirtidan tashqariga chiqqan magnit tasmalar yuqoriga chiqqan sari kengayadi, tasmadagi magnit induksiya kamayadi. Maydonda spiralsimon trayektoriyalar bo'yicha harakatlanayotgan zaryadli zarralar, tezligi va energiyasi katta bo'lishiga qaramay, yulduzni tark etolmaydi. Zarralar spiralsimon harakati paytida magnit kuch chizig'ining yuqori qismida, maydon kuchsizroq bo'lgan sohada yig'ilib qolishi bu rasmda tasdiq topmoqda.

Quyosh tojidagi modda zichligi kichik bo'lgani uchun tojning optik nurlanishi Quyosh diskining nurlanishidan kichik bo'ladi. Tojni ultrabinafsha va rentgen nurlardagi rasmlarda ko'rish mumkin. Yorug'lik nurlarida tojni ko'rishning dastlabki imkoniyati Quyosh tutilishi hodisasida edi, Quyoshning gardishini Oy to'sgan paytda tojni ko'rish mumkin edi. Hozirgi paytda kosmik apparatlardagi teleskoplarda Quyosh diskini dumaloq to'siq bilan yopib, tojning rasmini olish mumkin. Quyida keltirilgan 23.9-rasmda Quyosh tojining umumiy shakli ham magnit maydonlar bilan bog'liqligi yaqqol ko'rinib turibdi. Rasmning markaziy qismiga, to'siqning sirtiga Quyoshning ultrabinafsha nurlarda olingan boshqa rasmi joylashtirilgan.

Kuchli magnit maydon bo'lmagan, yoki maydon kuch chiziqlari yopiq bo'lmasdan, fazoga chiqib ketgan joylarda yuqori temperaturali zarralar hosil bo'lmaydi, nisbatan kichik tezlikka ega bo'lgan zarralar ham Quyoshdan uzoqlashib, Quyosh shamoliga hissa qo'shadi. Quyoshning rentgen nurlarida olingan rasmlarida bunday sohalar qorong'u, qora bo'lib ko'rinadi, tojli teshik deb nomlanadi.



23.9-rasm.

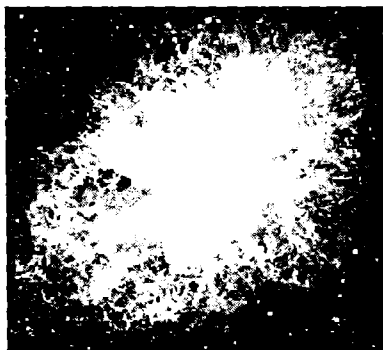
Samodagi ayrim neytron yulduzlarda Yerdagidan 10^{13} — 10^{14} marta kuchli magnit maydonlar mavjudligi aniqlangan. Bunday maydonlarda moddaning xossalari butunlay o'zgarib ketadi.

Elektronlarning magnit maydondagi Larmor (siklatron) chastotasi o'Ichansa, unga qarab magnit maydon induksiyasini aniqlash mumkin. Kvant mexanikasiga ko'ra tebranma yoki aylanma harakat bor joyda energiya kvantlari $E = h\nu$ ga teng. Shuning uchun kuchli magnit maydonda nurlanish spektrida Larmor chastotasiga mos yutish chiziqlari kuzatilishi mumkin. Haqiqatan, ayrim neytron yulduzlar nurlanish spektridagi yutilish chiziqlariga asosan ularda tabiatdagi eng kuchli magnit maydonlar ($\approx 10^{10} T$) mavjudligi aniqlanan. Bu natijalar boshqa ilmiy usullar bilan ham tasdiqlangan.

Kosmik fazoda tumanlik deb nomlanadigan obyektlar mavjud. Ularning o'Ichamlari ayrim hollarda galaktikalar o'Ichamlariga tenglashadi. Bu tumanliklar asosan siyrak vodorod gazidan, changdan iborat bo'ladi. O'tmishda va kelajakda bunday tumanliklar katta - kichik yulduzlarni hosil qiladigan moddaning manbasidir.

Tumanliklarning ayrim rasmlari ularning shaklidagi assimetriyani, gazning fazodagi parallel chiziqlar - magnit maydon chiziqlari bo'ylab cho'zilishini ko'rsatadi. Buni tasdiqlovchi ilmiy rasmlarni masalan N.G.Bochkaryovning «Магнитные поля в космосе» kitobida ko'rish mumkin. Lekin bir jinsli magnit maydonlar faqat yulduzlararo fazoda bo'lishi mumkin. Yulduzlar va yulduzlar yaqinidagi kompakt tumanliklardagi modda taqsimotiga magnit maydonlar hissa qo'shadi. Lekin bunday maydonlarning tuzilishi Quyosh magnit maydoni kabi murakkab bo'lgani uchun kuzatiladigan modda taqsimotining magnit maydon bilan bog'liqligini tushunish oson emas.

23.10-rasmda yulduz portlashi natijasida hosil bo'lgan planetar tumanliklardan birining kosmik tas-



23.11-rasm.

viri keltirilgan. Yulduzlarning barchasi sferik shaklda bo'lgani holda ulardan hosil bo'lgan tumanlik bunday murakkab shaklda bo'lishini qanday tushuntirish mumkin? Olimlar buni yulduzning magnit maydoni bilan tushuntirishadi. Portlovchi yulduz murakkab shakldagi magnit maydonga ega. Ularning kuchlanganligi ayrim hollarda Quyoshdagi magnit maydonlardan o'nlab - minglab marta ortiq bo'lishi mumkin. Portlash paytida ionlashgan modda bu maydonni sezib, nosimmetrik tarqaladi va rasmdagi alomat taqsimotni hosil qiladi.

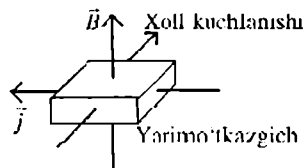
Kosmik elektrodinamika fanida magnit maydonlar hattoki kosmik bulutlardan yulduzlarni hosil bo'lishidek global jarayonda ham ahamiyali ekanligi ko'rsatiladi.

Savol va masalalar

- 23.1. Yer magnit maydonining manbai nimada?
- 23.2. Yerning magnit maydoni vaqt o'tishi bilan qanday o'zgaradi?
- 23.3. Yerning magnit maydoni Yerga nisbatan qimirlamay turadimi?
- 23.4. Magnitosferadagi zarralar qanday harakatlanadi?
- 23.5. Qutb yog'dusi qanday hosil bo'ladi, qanday paytlarda kuzatiladi?
- 23.6. Yer magnit maydoni qutblarining almashinishi qanday oqibatga olib kelishi mumkin?
- 23.6. Quyosh shamoli nimadan iborat?
- 23.7. Quyoshning magnit maydoni Yernikidan qanday farq qiladi?
- 23.8. Quyosh dog'lari qanday hosil bo'ladi?
- 23.9. Quyosh chaqnashi nimadan iborat?
- 23.10. Quyosh toji nimadan iborat?
- 23.11. Koronal teshik deb nimaga aytiladi?
- 23.12. Yer magnit maydonining energiya zichligining eng katta qiymatini hisoblang. Yer sirtidan planeta radiusi masofasida maydon shunday qiymatga ega deb hisoblab, magnitosfera energiyasini baholang. Energiya zichligini hisoblash formulasi: $w = B^2 / 2\mu_0$
- 23.13. Neytron yulduz sirtidagi magnit induksiya $\approx 10^{10} T$ bo'lsa, undagi magnit energiya zichligini hisoblang. Qancha modda energiyasi ushbu magnit maydon energiyasiga tengashishi mumkin?

24-§. Xoll effekti va uning qo‘llanishi

Tokli o‘tkazgich magnit maydonga kiritilsa, tokni tashuvchi harakatdagi zaryadlarga Lorens kuchi ta‘sir etadi. Buning oqibatini batafsil o‘rganish uchun o‘tkazgich muntazam (parallelopiped) shaklga ega deb hisoblaylik (24.1-rasm). O‘tkazuvchanlik zarralarining tartibli harakat tezligi v bo‘lsin. Magnit maydon induksiyasi B o‘tkazgichning yon sirtlaridan biriga tik va yetarlicha kichik bo‘lsin. Maydonning kichikligi shunday bo‘lishi kerakki, o‘tkazgichda zarralarning aylanma harakati kuzatilmasin. Zarraga ta‘sir etuvchi Lorens kuchi o‘tkazgichning magnit maydonga perpendikular joylashgan yon sirtlarida (rasmda yuqorigi sirt) erkin zaryadlarining ortishiga, qarshi sirtida ularning kamayishiga olib keladi. Zaryadlarning bunday qayta taqsimotidan vujudga kelgan qo‘shimcha elektr maydon E_{\perp} ta‘siri Lorens kuchiga tenglashgach to‘xtaydi:



24.1-rasm.

$eE_{\perp} = evB \Rightarrow E_{\perp} = vB.$ (24.1)

O‘tkazgichning ko‘ndalang yo‘nalishdagi o‘lchami (magnit maydonga tik va E_{\perp} maydon bo‘ylab) b bo‘lsa, o‘tkazgichning ko‘ndalang yo‘nalishida $U_{\perp} = bvB$ kuchlanish vujudga keladi (Xoll kuchlanishi) va uni tajribada o‘lchash mumkin.

Bu hodisa E.Xoll tarafidan 1879-yili kashf etilgan va uning ismi bilan ataladi.

Xoll kuchlanishining ishorasi o‘tkazuvchanlik zaryadlarining ishorasi bilan bog‘liq bo‘lib, bu ishorani tajribada aniqlash imkonini beradi. Tajriba metallardan boshqa o‘tkazgichlar bilan o‘tkazilganda (yarimo‘tkazgichlar, eritmalar, gazlar), bu ham o‘tkazgich haqida muhim ma‘lumotdir. Bundan tashqari Xoll kuchlanishigi qarab zarralarning o‘rtacha tartibli harakat tezligini aniqlash mumkin, bu esa mikroskopik ma‘lumotdir.

Tezlikni tok zichligi orqali ifodalaylik:

$$j = nev, \quad v = \frac{j}{ne},$$

$$\text{unda} \quad E_{\perp} = R_H jB, \quad R_H = 1 / ne. \quad (24.2)$$

Bu yerdagi R_H — Xoll koeffitsiyenti deb ataladi. Xoll effekti bo'yicha tajriba qo'yilib, R_H o'lchansa, o'tkazuvchanlik zaryadlarining konsentratsiyasi n aniqlanar ekan. Shuning uchun Xoll effekti yangi materiallar bilan, yarimo'tkazgichlar bilan ishlovchi olimlarning muhim ilmiy quroliga aylangan. Tajribada qo'llaniluvchi material Xoll koeffitsiyenti va magnit induksiya ma'lum bo'lsa, Xoll kuchlanishiga ko'ra tok kuchini aniqlash mumkin. Aksincha tok kuchi ma'lum bo'lsa, unga ko'ra magnit maydonni o'lchash mumkin.

Fizikada Xollning kvant effekti ham ochilgan. Uning xossalari moddaning kvant xossalari bilan tushuntiriladi va bu hodisaning kuzatilishi ham oson emas. Kvant Xoll effekti atom fizikasida o'rganiladi.

25-§. Magnit maydonning tokli o'tkazgichlarga ta'siri

Magnit maydonda tokli o'tkazgichdagi har bir zaryadli zarraga Lorens kuchi ta'sir etadi. Bu kuchlar bir-biriga qo'shiladi va butun o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch bo'lib seziladi. Bu kuchni ayrim zarralarning emas, butun tokning xarakteristikalari orqali hisoblash qulaydir. O'tkazgich birlik hajmidagi zaryadlar miqdori ρ bo'lsa va ularning tartibli harakat tezligi \vec{v} bo'lsa, birlik hajmga magnit ta'sir kuchi $\vec{F} = \rho \vec{v} \times \vec{B} = \vec{j} \times \vec{B}$ bo'ladi. Butun o'tkazgichga ta'sir kuchini integral tarzda ifodalash mumkin:

$$\vec{F} = \int_V \vec{j} \times \vec{B} dV \quad (25.1)$$

O'tkazgich ingichka simlardan iborat bo'lganida (26.1) ifodada quyidagi almashtirishlar bajaramiz: $\vec{j} dV = \vec{j} S dl = I d\vec{l}$, bu yerda I o'tkazgichning turli kesimlarida doimiy bo'ladigan tok kuchi. Unda:

$$\vec{F} = I \int_L d\vec{l} \times \vec{B}. \quad (25.2)$$

Chekli uzunlikdagi o'tkazgich kesmasiga birjinsli magnit maydondagi ta'sir kuchning moduli bu ifodaga muvofiq quyidagicha bo'ladi:

$$F = ILB \sin \alpha \quad (25.3)$$

va bu kuchning yoʻnalishi magnit induksiyaga va tokli kesma yoʻnalishiga tik boʻladi. Formuladagi α — magnit induksiya va tok yoʻnalishi orasidagi burchakdir.

Ikkita tokli oʻtkazgich Amper tajribalaridagidek parallel joylashgan boʻlsin. Ularning biridan I_0 tok oqib, ikkinchi tok oqayotgan sohada $B = \mu\mu_0 I_0 / 2\pi r$ magnit induksiya hosil qilsin. Bu maydonning yoʻnalishi ikkinchi tok yoʻnalishiga tik boʻladi ($\alpha = \pi / 2$) va ikkinchi tokli oʻtkazgichga

$$F = L \frac{\mu\mu_0 I_0 I}{2\pi r} \quad (16.1)$$

kuch taʼsir etadi. Amper tajribalariga koʻra, toklar bir yoʻnalishda oqqanda bu kuch tortishuv xarakteriga ega, toklar turli yoʻnalishda oqsa, kuch itarishuv xarakteriga ega (16.2-rasm). Magnit induksiyani va kuch ifodasini vektor tarzda yozib, taʼsirlashuv kuchlarining bunday yoʻnalganligini matematik tarzda aniqlash mumkin.

SI xalqaro birliklar sistemasida tok kuchining birligi aynan (16.1) formula bilan bogʻliq. Oʻtkazgichlar uzunligi va ularning orasidagi masofa 1 metr boʻlganida, ular orasidagi taʼsirlashuv kuchi $2 \cdot 10^{-7} N$ boʻlishi uchun oʻtkazgichlardagi tok kuchi aynan bir Amper boʻlishi kerak.

Bu boʻlimdagi kuchlarning ifodalari Amper kuchi deb ataladi. Tarixan Lorens kuchining ifodasi Amper kuchlarining tahlili natijasida aniqlangan. Lekin Lorens kuchini nisbiylik nazariyasida ham keltirib chiqarish mumkin, shuning uchun bizning bayonimizda dastlab Lorens kuchi kiritildi.

Elektr tokli yopiq konturga taʼsir etuvchi kuchni hisoblaylik. (25.2) ga binoan kuch

$$\vec{F} = I \oint_L d\vec{l} \times \vec{B} \quad (25.4)$$

ga teng. Maydon **birjinsli** boʻlsa, maydon induksiyasini integraldan tashqariga chiqarish mumkin:

$$\vec{F} = I \left\{ \oint_L d\vec{l} \right\} \times \vec{B} = 0. \quad (25.5)$$

Bir jinsli boʻlmagan maydon uchun bu kuchni keyinroq hisoblaymiz.

ELEKTROGMAGNIT INDUKSIYA

26-§. O'tkazgichlarda elektr maydon va toklarning induksiyalanishi. Elektromagnit induksiya qonuni

Induksiyasi \vec{B} bo'lgan magnit maydonda I tokli L yopiq kontur harakatlanayotgan bo'lsin. Konturdagi zaryadlar tok oqishi va konturning harakatlanishi tufayli harakatlanadi. Harakat tezligi \vec{v} bo'lgan e zaryadga

$$\vec{f} = e\vec{v} \times \vec{B} \quad (26.1)$$

Lorens kuchi ta'sir etadi. Bu kuchni zaryadga

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B} \quad (26.2)$$

kuchlanganlikka ega bo'lgan elektr maydon ta'siri sifatida tushunish mumkin. Butun yopiq konturda bu maydon

$$E = \oint_L \vec{E} d\vec{l} \quad (26.3)$$

elektr yurituvchi kuch hosil qiladi, bu yerda $d\vec{l}$ yopiq konturning elementi. Magnit maydon ta'sirida hosil bo'lgan bunday elektr maydon induksion maydon deb ataladi, bunday elektr maydon hosil qiladigan elektr toklar induksion toklar deb ataladi.

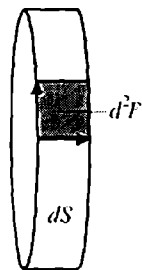
Elektrostatikada (26.3) ko'rinishdagi integral nolga teng edi va elektrostatik maydonning potensial xarakterini tavsiflar edi. Bu yerdagi integral noldan farqli ekanligi induksiya hodisasi bilan bog'liq elektr maydon magnit maydon kabi uyurmaviy ekanligini, uzluksiz ekanligini bildiradi. Induksiya hodisasida elektrostatik maydondan farq qiluvchi uyurmaviy elektr maydon vujudga keladi.

Integral ostidagi ifodani hisoblaylik. Zaryadning elementar siljishi $d\vec{r}$ bo'lsa, tezligi $\vec{v} = d\vec{r} / dt$ ga teng. Vektor ko'paytma, aralash ko'paytma (ilovaga qarang) xossalardan foydalansak:

$$\vec{E} d\vec{l} = \vec{v} \times \vec{B} d\vec{l} = d\vec{r} \times \vec{B} d\vec{l} / dt = -(d\vec{r} \times d\vec{l}) \vec{B} / dt = -d\vec{\sigma} \vec{B} / dt = -d^2 \Phi / dt,$$

$$E = \oint_L \vec{E} d\vec{l} = -d\Phi / dt. \quad (26.4)$$

Bu yerda $d^2\Phi$ magnit induksiyaning $d\vec{\sigma} = d\vec{r} \times d\vec{l}$ elementar yuza orqali oqimi, $d\Phi$ esa $d^2\Phi$ oqimning kontur uzunligi bo'yicha integralidan, 26.1-rasm-dagi yopiq tasma shaklidagi dS yuza orqali magnit induksiya oqimidan iborat.



26.1-rasm.

Shunday qilib magnit maydondagi tokli konturning harakatlanishi tufayli konturda E elektr yurituvchi kuch induksiyanalar ekan. Bunda kontur ilgariylanma yoki aylanma harakatlanishi, o'z shaklini o'zgartirishi mumkin. O'tkazgich va zaryadlar qo'zg'almasa Lorens kuchi ham bo'lmaydi. Kontur harakatsiz bo'lsa ($d\vec{r} = 0$) yuqoridagi formulalarda $d\vec{\sigma} = d\vec{r} \times d\vec{l} = 0$ bo'lib, elektr maydon va toklar induksiyanmasligi kerak. Bunda magnit oqim \vec{B} magnit induksiyaning o'zgarishi tufayli o'zgarsa, elektr maydon induksiyanadimi, degan savol tug'iladi.

Nisbiylik prinsipi bu savolga ijobiy javob beradi.

Quyidagi fikriy tajribani ko'rib chiqaylik. Bir jinsli bo'lmagan maydonda tokli kontur o'z o'lchamlari va shaklini o'zgartirmasdan, ilgariylanma harakatlanishi tufayli E induksiyanlangan bo'lsin. Yopiq konturda elektr yurituvchi kuch ta'sirida tok oqqan, joul issiqligi ajralib chiqqan, magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga, so'ngra issiqlikka aylanishi kuzatilgan bo'lsin.

Shu hodisani tokli kontur tinch turgan sistemada ko'rib chiqaylik. Nisbiylik prinsipiga ko'ra bu sistemada ham hodisalar xuddi shunday ro'y bo'rish kerak, xuddi shunday natijaga, induksion toklarga va Joul issiqligiga olib kelishi kerak. Bu sistemada kontur siljimaydi ($d\vec{r} = 0$), magnit oqimning o'zgarishi sirtning o'zgarishi bilan emas, magnit maydon manbaining va butun magnit maydonning harakati bilan bog'liq. Magnit oqimning magnit induksiya o'zgarishi hisobiga o'zgarishi ham elektr maydon va elektr yurituvchi kuchni, elektr toki va Joul issiqligini vujudga keltirar ekan. Nisbiylik prinsipi shunday xullasaga keltirdi.

Shunday qilib, magnit maydon manbasining harakati ham, yopiq kontur harakati ham (26.4) tenglamaga muvofiq elektr

yurituvchi kuchni vujudga keltirar ekan. Qo'zg'almas kontur uchun bu jarayon quyidagi xullasaga keltiradi: o'zgaruvchi magnit maydon elektr maydonni vujudga keltiradi. Bu fizik jarayon elektromagnit induksiya hodisasi deb ataladi va ingliz fizigi M. Faradey tajribalarida 1831-yilda kashf etilgan. Elektromagnit induksiya hodisasida hosil bo'ladigan induksiya toklarining yo'nalishini aniqlovchi qoida 1833-yili E. Lens tomonidan ta'riflangan. Hodisani (26.4) ko'rinishdagi matematik ifodasini 1845-yili F. Neyman yaratgan. Faradey tajribalari umumta'lim maktablarining fizika darsliklarida ham, akademik litseylar va kasb hunar kollejlari fizika darsliklarida ham batafsil yoritilgani uchun, ularni bu yerda qayta takrorlamaymiz.

Lens qoidasi induksiya hodisasi tufayli vujudga keladigan toklarni yo'nalishini aniqlash imkonini beradi. Unga ko'ra induksion toklarning yo'nalishi shunday bo'ladiki, ular o'z magnit maydonlari bilan magnit oqimning o'zgarishiga to'sqinlik qiladi. Lens qoidasi ko'plab tajribalarni natijasini umumlashtiradi va ko'plab tajribalarda tok yo'nalishini aniqlashga yordam beradi.

Lens qoidasi elektromagnit induksiya qonunidagi minus ishora bilan va energiyani saqlanish qonuni bilan bog'liq.

Ko'pchilik adabiyotda elektromagnit induksiya hodisasi to'liq ravishda empirik asosga ega deb hisoblanadi. Bizning yuqoridagi bayonimiz bu qonunni klassik elektrodinamika usullari bilan Lorens kuchi va nisbiylik prinsipi haqidagi bilimlarga asosan keltirib chiqarish mumkinligini ko'rsatadi.

Nisbiylik nazariyasi elektrodinamika tenglamalarini 4 o'lchovli vektorlar va tenzorlar bilan ifodalaydi. Ularga ko'ra magnit maydon uzluksizligi $div \vec{B} = 0$ tenglama bilan ifodalanar ekan, bu tenglama bilan bir qatorda elektromagnit induksiya tenglamasi ham o'rinli bo'lishi kerak.

$$E = -\frac{d\phi}{dt} \quad (26.5)$$

Elektromagnit induksiya (26.5) tenglamasi yordamida magnit maydonda spiralsimon trayektoriya bo'ylab harakatlanayotgan zaryadli zarra magnit momenti $p_m = IS = const$ saqlanishi haqidagi masalaning (22-§, 22.7-formula) ikkinchi yechimini ko'rsataylik.

Magnit maydon vaqt bilan o'zgarayotgan bo'lsin. Induksiya $E = \oint_L \vec{E} d\vec{l} = -d\Phi / dt$ qonuniga ko'ra aylana bo'ylab harakatlanayotgan zarraga uyurmaviy elektr maydon ta'sir etadi:

$E = 2\pi RE = -\pi R^2 dB / dt$, bundan $E = -\frac{R}{2} \frac{dB}{dt}$. E miqdorning zarra zaryadiga ko'paytmasi zarraning aylanish kinetik energiyasini bir

davrdagi o'zgarishini beradi: $\Delta\left(\frac{mv_{\perp}^2}{2}\right) = e\pi R^2 \frac{dB}{dt}$. Tenglikning ikki tarafini aylanish davri T ga bo'lib yuboraylik. Chap tarafda

$\Delta E_{\perp} / T \approx dE_{\perp} / dt$, o'ng tarafda $\frac{e}{T} \pi R^2 \frac{dB}{dt} = p_m \frac{dB}{dt}$ hosil qilamiz:

$\frac{dE_{\perp}}{dt} = p_m \frac{dB}{dt}$. Ikkinchi tomondan (22.10) ga asosan $E_{\perp} = p_m B$,

$\frac{dE_{\perp}}{dt} = \frac{d}{dt}(p_m B)$. Ikki natijani solishtirib, $p_m = const$ xulosaga kelamiz.

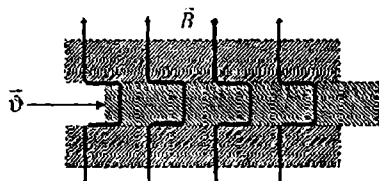
Elektromagnit induksiya qonuni tabiatdagi plazmaning muhim xossasini tushuntirish imkonini beradi. Plazma ionlashgan moddadan iborat. Plazmadagi ionlar, elektronlar uning g'oyat katta o'tkazuvchanligini belgilaydi, plazmaning o'tkazuvchanligi σ hatto cheksiz katta deb hisoblanadi. Om qonuniga binoan: $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, $\vec{E} = \vec{j} / \sigma = 0$. Plazmada elektr maydon va elektr yurituvchi kuch

$E = \oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0$ nol bo'lar ekan, induksiya qonuniga asosan plaz-

mada magnit induksiya va induksiya oqimi doimiy bo'ladi:

$$B = const, \quad \Phi = const. \quad (26.6)$$

Buning natijasida plazmada modda va magnit maydonning o'zaro bog'langan, «muzlagan» holati vujudga keladi. Biron tashqi ta'sir ostida (oqim, gidravlik bosim, gravitatsion kuchlar, inersiya) plazmadagi modda siljir ekan, o'zi



26.2-rasm.

bilan magnit induksiya chiziqlarini ham tortib ketadi (26.2-rasm). Magnit induksiya chiziqlarining siljishi ularga bog‘langan moddaning — plazmaning ham siljishiga olib keladi. Plazmaning bu xossalari kosmik elektrodinamika fanida, tabiatdagi hodisalarni tushuntirishda muhim ahamiyatga ega. Plazma va magnit maydonning o‘zaro «muzlagan», yopishgan holati plazma o‘tkazuvchanligi chekli ekanligi tufayli buzilishi mumkin.

Plazma uchun yuqoridagi mulohazalar va (26.6) natija o‘ta o‘tkazgichlar uchun ham o‘rinlidir.

Elektromagnit induksiya qonuniga asosan magnit jarayonlarda energiyani saqlanishi keyingi bo‘limda ko‘riladi.

Savol va masalalar

26.1. Induksiya so‘zining lug‘atiy ma‘nosi nima?

26.2. Elektromagnit induksiya qonunining fizik ma‘nosi qanday?

26.3. Stoks qoidasi nimani ifodalaydi?

26.4. Induksion elektr maydonning elektrostatik maydondan farqi nimada?

26.5. O‘tkazgichdan yasalgan halqa ipga osib qo‘yilgan. Halqaga magnit yaqinlashtirilsa, ular qanday ta‘sirlashadi? Magnit uzoqlashtirilsa-chi? Halqaning elektr qarshiligi bunda qanday ahamiyatga ega?

26.6. Stol sirtida o‘ta o‘tkazgichdan yasalgan halqa yotibti. Unga doimiy magnitni yaqinlashtirganda qanday hodisa kuzatilishi mumkin?

26.7. O‘tkazgichdan yasalgan halqa doimiy tezlik bilan aylantirilganda, undagi magnit oqim $\Phi(t) = \Phi_0 \cos(\omega t)$ qonun bo‘yicha o‘zgararmoqda. Vujudga kelayotgan EYuK va tok kuchini hisoblang. Halqaning elektr qarshiligi R .

26.8. O‘tkazgichdan yasalgan halqa burilganda undagi magnit oqim Φ_0 dan nolgacha kamaygan. Halqaga ballistik galvanometr ulangan, u halqadan o‘tgan zaryad impulsini o‘lchaydi. Halqaning elektr qarshiligi R bo‘lsa, galvanometr qanday zaryad impulsini ko‘rsatishi kutiladi? Bu jarayonni magnit oqim va magnit induksiyani o‘lchash uchun qo‘llash mumkinmi?

Yechim. Galvanometrdan o‘tgan zaryadni hisoblaymiz:

$$q = \int_0^{\infty} Idt = \frac{1}{R} \int_0^{\infty} \left(-\frac{d\Phi}{dt} \right) dt = -(\Phi_{\infty} - \Phi_0) / R = \Phi_0 / R. \text{ Demak galvano-}$$

metr ko'rsatkichiga qarab xalqadagi magnit oqimni va $B = \Phi / S$ magnit induksiyani o'lchash mumkin ekan.

26.9. Harbiy mashinada ikkita bir metrlik antennalar o'rnatilgan. Ulardan birinchisi tik, ikkinchisi avtomobil bo'ylab gorizontol o'rnatilgan. Mashina 72 km, /soat tezlikda yurganda gorizontol antennada 0.3 mV doimiy kuchlanish o'lchangan. Tik o'rnatilgan antennadagi kuchlanish avtomobilning harakat yo'nalishiga bog'liq bo'lib, noldan gacha bo'lgan. Bu o'lchovlarga qarab Yerning magnit maydonini hisoblang. Bu maydon qanday yo'nalgan? Avtomobil qanday yo'nalishda harakatlanganda vertikal antennada kuchlanish bo'lmagan?

26.10. $R = 0.1 \text{ m}$ radiusli silindr o'qi bo'ylab yo'nalgan magnit maydon induksiyasi chiziqli qonun bo'yicha oshib bormoqda: $B = \beta t$, $\beta = 10^{-3} \text{ T / s}$ Silindr o'qidan $r = 0,05 \text{ m}$ masofadagi nuqtada elektr maydon kuchlanganligini toping.

27-§. Magnit maydon energiyasi

Elektromagnit induksiya hodisasini yana bir marta ko'rib chiqaylik.

Induksiya qonuni $E = -d\Phi / dt$ hadlarini tenglamaning bir tarafiga o'tkazib, Idt ga ko'paytiraylik:

$$IE dt + Id\Phi = 0. \quad (27.1)$$

Bu yerda $dA = IE dt$ — elektr kuchlarning bajargan ishini, $Id\Phi$ — magnit kuchlarning bajargan ishi, $Id\Phi$ magnit maydondagi toklar energiyasining o'zgarishidir.

(27.1) ifoda magnit maydondagi tokli kontur uchun energiya-ning saqlanish qonunini ifodalaydi. Unga ko'ra induksiya elektr maydonining bajargan ishi magnit energiya kamayishi hisobiga ro'y beradi. Tok yo'nalishi induksiya EYuK yo'nalishiga teskari bo'lganida ($EI < 0$) magnit energiya ortadi, toklarning energiyasi magnit maydon energiyasiga aylanadi.

Shunday qilib magnit jarayonlardagi energiya saqlanish qonuni elektromagnit induksiya qonuni, jumladan Lens qoidasiga aloqador minus ishora bilan chambarchas bog'liq ekan.

(27.1) munosabatga ko'ra, tokli konturning tashqi magnit maydondagi energiyasining o'zgarishi

$$dW = Id\Phi \quad (27.2)$$

ko'paytma bilan ifodalanadi.

Magnit maydon faqat ko'rilayotgan konturdagi aylanma tok tarafidan hosil qilinayotgan bo'lsin. Magnit maydon tenglamalariga ko'ra magnit induksiya tokka mutanosibdir, demak induksiya oqimi ham tok kuchiga mutanosibdir:

$$\Phi = LI. \quad (27.3)$$

Bu yerda L — induktivlik, tok kuchiga bog'liq bo'lmagan, tokli konturni xarakterlovchi koeffitsiyent. Φ ifodasini (27.2) ga qo'ysak:

$$dW = LI dI = d(LI^2 / 2). \quad (27.4)$$

Bu tenglamadan tokli konturning magnit maydoni energiyasini topamiz:

$$W = LI^2 / 2 = I\Phi / 2. \quad (27.5)$$

Topilgan formula zaryadlangan kondensator energiyasi $W = qU / 2$ formulasiga o'xshaydi.

Toklar fazoda cheklanmagan magnit maydon hosil qiladi. Bunday murakkab va ulkan hajmdagi maydonning energiyasi uchun effektiv formula topildi. Bu formula zaryadlangan jism, yoki zaryadlangan kondensator energiyasining formulasiga o'xshab ketadi. Tok oqayotgan konturning shakli va o'lchamlari haqidagi ma'lumot, magnit maydonning o'lchamlari va fazodagi taqsimoti haqidagi ma'lumotlar L induktivlik tomonidan effektiv ravishda hisobga olinadi. Induktivlik ayrim hollarda hisoblab topilishi mumkin, hisoblashning iloji bo'lmagan murakkab zanjirlarda tajribada o'lchanishi mumkin.

Ikkita tokli konturlar sistemasidagi energiyani hisoblaylik. Konturlardagi toklar I_1 va I_2 bo'lsin. Birinchi konturdagi magnit oqimni o'zidagi I_1 tok va ikkinchi konturdagi I_2 tok hosil qiladi, shunga mos ravishda magnit oqimni $\Phi_1 = \Phi_{11} + \Phi_{12} = L_{11}I_1 + L_{12}I_2$ deb ifodalash mumkin. Ikkinchi konturdagi magnit oqimni o'zidagi I_2 tok va birinchi konturdagi I_1 tok hosil qiladi, demak: $\Phi_2 = \Phi_{21} + \Phi_{22} = L_{21}I_1 + L_{22}I_2$. L_{11} va L_{22} lar induktivlik, yoki o'zinduksiya koeffitsiyenti deb atalsa, L_{12} va L_{21} lar tokli konturlarni o'zaro induktivligi deb ataladi.

Magnit oqimlar yordamida tokli konturlarning magnit maydon-dagi energiyasini topamiz (27.2 ga o'xshash):

$$dW = I_1 d\Phi_1 + I_2 d\Phi_2 = L_{11}I_1 dI_1 + L_{12}I_1 dI_2 + L_{21}I_2 dI_1 + L_{22}I_2 dI_2 = \\ = \frac{1}{2} d \left(\sum_{i,k} L_{ik} I_i I_k \right).$$

Bundan tokli konturlarning magnit maydondagi energiyasini topamiz:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,k} L_{ik} I_i I_k. \quad (27.6)$$

Bu ifodani bir konturga ham, bir necha konturga ham qo'llash mumkin.

Topilgan ifodaga ko'ra i konturning k kontur bilan ta'sirlashuv energiyasi $L_{ik} I_i I_k / 2$ ga teng, k konturning i kontur bilan ta'sirlashuv energiyasi $L_{ki} I_i I_k / 2$. Bu energiyalar konturlarni juda uzoq masofadan yaqinlashtirish jarayonida vujudga kelgan deb hisoblash mumkin. Nyutonning uchinchi qonuniga binoan konturlarning ta'sirlashuv kuchlari teng bo'lgani uchun, vujudga kelgan ta'sirlashuv energiyalari ham teng bo'lishi kerak, bundan o'zaro induktivliklarning ham $L_{ik} = L_{ki}$ tengligi kelib chiqadi.

Magnit maydon energiyasini (27.5) formulaga asosan hisoblaylik. Tok kuchini to'liq tok qonuniga asosan ifodalaylik:

$$I = \int_L \vec{H} d\vec{l}, \quad (27.7)$$

magnit oqimni ham integral shaklda ifodalaylik:

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S}. \quad (27.8)$$

Unda:

$$W = \frac{1}{2} \int_S \int_L (\vec{B} d\vec{S})(\vec{H} d\vec{l}). \quad (27.9)$$

Bu yerda \vec{B} va \vec{H} vektorlar bir-biriga paralleldir. Integralni hisoblash uchun shunday egri chiziqli koordinata o'qlarini kiritaylikki, ular magnit vektorlar bo'ylab yo'nalsin, $d\vec{l}$ ham, $d\vec{S}$ ham magnit maydon vektorlariga parallel bo'lsin. Bunday usulni magnit quvurlar metodi deb ataladi. Unda: $(\vec{B} d\vec{S})(\vec{H} d\vec{l}) = BHdSdl = \vec{B}\vec{H}dV$,

$$W = \int_V w_B dV, \quad w_B = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}. \quad (27.10)$$

Bu yerda w_B — magnit maydon energiyasining zichligi, magnit maydonning induksiya \vec{B} va kuchlanganlik \vec{H} dan keyingi uchinchi muhim xarakteristikasidir. Bu ifoda elektr maydon energiyasining zichligi $w_E = \vec{E}\vec{D}/2$ ifodasiga o'xshab ketadi.

Savol va masalalar

27.1. Magnit maydondagi tokli o'tkazgich uchun energiyaning saqlanish qonunini yozing.

27.2. Induktivlik va o'zaro induktivlik deb nimaga aytiladi?

27.3. Tokli konturning magnit maydondagi energiyasi nimaga teng?

27.4. Tokli konturlarning magnit energiyasi nimaga teng?

27.5. Magnit maydon energiya zichligi nimaga teng?

27.6. Toroid magnit maydon energiyasi va induktivligi nimaga teng?

Toroiddagi magnit oqim nimaga teng? *Javob:* $W = \epsilon\epsilon_0 n^2 V I^2 / 2,$

$$L = \epsilon\epsilon_0 n^2 V, \quad \Phi = \mu\mu_0 n^2 I V$$

27.7. Radiusi R bo'lgan juda uzun o'tkazgichdan I tok oqmoqda. Magnit maydon energiya zichligining radiusga bog'lanish grafigini chizing.

27.8. Birinchi yopiq o'tkazgichdan $I = I_0 \sin(\omega t)$ o'zgaruvchan tok oqmoqda. Agar o'zaro induktivlik L_{12} bo'lsa, ikkinchi, qarshiligi R bo'lgan yopiq o'tkazgichda induksiyalanadigan kuchlanish va tok kuchini toping.

27.9. Avvalgi masalada yopiq o'tkazgichlarning induktivliklari $L_{11} = L_{22}$ ma'lum bo'lsin. Masaladagi toklar sistemasining o'rtaqa energiyasi qaysi holda kattaroq bo'ladi, ikkinchi o'tkazgich yopiq qilib ulab qo'yilgandami, yoki uzib qo'yilgandami?

28-§. Magnit dipolga ta'sir etuvchi kuchlar

Moddaning asosini tashkil etadigan atom va molekular elektronlar, proton va neytronlardan tuzilgandir. Elektron, proton, neytronlar - magnit momentga ega bo'lgan elementar zarralardir, ularning har biri kichkina magnitni tashkil etadi. Atom va molekular bu zarralardan tashkil topar ekan, ular ham umumiy holda magnit momentga egadir. Ikkinchi tarafdin, atomdagi elektronlar

atom yadrosi atrofiida aylanib, aylanma toklar va bu bilan bog‘liq magnit moment hosil qiladi, bu — atomlarning magnitlanishini, magnit momentga ega bo‘lishining ikkinchi mexanizmidir. Amper so‘zlari bilan aytganda, doimiy magnitlarning magnitlashuvi molekulyar toklar bilan aniqlanadi. Moddaning asosini tashkil etadigan atom va molekullarning aksariyati magnitlangan bo‘lib, magnit maydon bilan ta’sirlashadi. Bu ta’sirlashuv moddaning diomagnit, paramagnit, ferromagnit xossalari aniqlab beradi. Magnit momentlar vektor miqdor bo‘lgani uchun, ularning yig‘indisi nol bo‘lishi mumkin, ayrim atom va molekullar magnit momentga ega bo‘lmasligi mumkin.

Tokli kontur tashqi magnit maydonda (27.2) formulaga muvofiq

$$W = I\Phi \quad (28.1)$$

energiyaga ega.

Bir jinsli maydon va yassi konturi uchun $\Phi = \bar{B}\bar{S}$, $W_B = I\bar{S}\bar{B}$, bu yerda $\bar{p}_m = I\bar{S}$ konturning (magnit dipolning) magnit momenti,

$$W = -\bar{p}_m\bar{B}. \quad (28.2)$$

Bundan buyon mikroskopik tokli konturni **magnit dipol** deb ataymiz.

Skalyar ko‘paytirish qoidasiga ko‘ra:

$$W_B = -p_m B \cos \alpha. \quad (28.3)$$

Bunda α — \bar{B} va \bar{p}_m vektorlar orasidagi burchak. Topilgan formulaga ko‘ra magnit dipol yo‘nalishi magnit maydonga parallel bo‘lganida ($\alpha = 0$) dipolning maydondagi energiyasi eng kichik bo‘ladi ($W_B = -p_m B$). Magnit dipolning maydondagi eng katta energiyasi $p_m B$ ga teng, bu hol magnit dipol maydonga nisbatan teskari yo‘nalgan holda, $\alpha = \pi$ bo‘lganida amalga oshadi.

Mexanika qonunlariga ko‘ra energiya biron umumlashgan koordinataga bog‘liq ekan, shu koordinatani o‘zgartirib, energiyani kamaytirishga harakat qiluvchi potensial kuch bo‘ladi:

$$N = -\frac{dW_B}{d\alpha} = -p_m B \sin \alpha. \quad (28.4)$$

Bu kuch (umumlashgan kuch) kuch momenti deb ataladi. Kuch momenti α burchakka bog‘liq. $\alpha = 0$ bo‘lganda magnit momenti magnit maydon bo‘ylab joylashganda, kuch momenti nolga aylanadi, bu holat magnit dipolning maydondagi muvozanat holati bo‘ladi. Burchak bu qiymatidan chetlashsa, uni muvozanatga qaytaruvchi kuch momenti paydo bo‘ladi. Magnit dipol bu muvozanat holati atrofida tebranishi mumkin.

Magnit dipol maydonga nisbatan teskari joylashganda, ya’ni $\alpha = \pi$ bo‘lganida yana bir muvozanat holati mavjud, lekin bu noturg‘un muvozanatdir, dipol bu holatdan chetlashsa — magnit kuchlar kuch momenti uni turg‘un muvozat holatiga tomon buradi.

Magnit strelka magnit momenti bilan tavsiflanadi. Magnit strelkaning magnit momenti undagi molekulyar toklar bilan bog‘liq. Yerning magnit maydonida magnit strelka ushbu bo‘limda o‘rganilgan kuch momenti ta’sirida burilib, magnit maydon yo‘nalishini aniqlash imkonini beradi. Bunday qoidaga ko‘ra ishlovchi kompasni odamzod uzoq tarixda kashf etgan.

Tokli konturning magnit momenti tok oqadigan tekislikka tik yo‘nalgan. Demak, tokli kontur tekisligi magnit maydonga va magnit strelkaga nisbatan tik joylashadi. Tokli konturning bunday xossasini Amper o‘zining dastlabki tajribalarida kashf etgan. Tokli konturni buruvchi bunday magnit kuchlar elektr motor rotorini ham aylantiradi. Agar magnit maydon o‘zgaras bo‘lsa, bunday buruvchi kuchlar rotorning matematik mayatnik kabi tebranishlariga olib kelardi. Elektr motor konstruksiyasi magnit maydonning aylanib turishini, uning ketidan rotorning ham aylanishini ta’minlaydi, shunday qilib elektromotorlarda elektr toklarining energiyasi magnit maydon vositasida foydali aylanma harakat energiyasiga aylantiriladi.

N kuch momenti ta’sirida magnit dipolning tebranishlarini o‘rganaylik. Burchak o‘zgaradigan harakat aylanma harakat qonunlariga bo‘ysinadi:

$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -p_m B \sin \alpha, \quad (28.5)$$

va bu tenglama garmonik bo‘lmagan tebranishlar tenglamasidir (J — tokli kontur yoki magnit dipolning inersiya momenti). Kichik

tebranishlar uchun: $\sin\alpha \approx \alpha$, va tebranishlar tenglamasi garmonik tebranishlar tenglamasiga aylanadi:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2\alpha = 0, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{p_m \bar{B}}{J}}. \quad (28.6)$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(\omega_0 t)$$

Jumladan magnit momentga ega bo'lgan atom va molekular magnit maydonda (28.5) qonunga asosan tebranma harakat qiladi, tebranish amplitudasi kichik bo'lsa, tebranishlar (28.6) garmonik funksiya bilan ifodalanadi.

Magnit dipolning maydondagi energiyasi dekart koordina-talariga ham bog'liq, shuning uchun bu koordinatalarni o'zgarti-rishga harakat qiluvchi kuchlar ham mavjud:

$$\vec{F} = -\text{grad}W = \text{grad}(\vec{p}_m \vec{B}). \quad (28.7)$$

Magnit momenti doimiy bo'lgan zarralar uchun bu kuch faqat magnit maydonning nobirjinsililigi bilan bog'liq. Notekis magnit maydondagi (28.7) kuch magnit dipollarni magnit maydon kuchli bo'lgan sohaga tortadi. Magnitlarning tortish qobiliyati aynan shu kuch bilan bog'liqdir. Maydon va magnit momentning o'zaro yo'nalishiga bog'liq ravishda itarish kuchlari ham bo'lishi mumkin.

Magnit moment va maydon doimiy bo'lgan holda (birjinsli maydonda) — hosila va kuch nolga teng. Bu natija 26-§ da ham topilgan edi.

Savol va masalalar

- 28.1. Atom va molekular magnit momenti qanday hosil bo'ladi?
- 28.2. Toklarning magnit momenti qanday hisoblanadi?
- 28.3. Magnit dipolning magnit maydondagi energiyasi qanday chegarada o'zgaradi?
- 28.4. Magnit dipolga ta'sir etuvchi kuch va kuch momenti uchun ifodalarni yozing.
- 28.5. Magnit dipolning magnit maydondagi tebranishlarini tushuntiring.
- 28.6. Elektr dvigatel qanday ishlaydi?
- 28.7. O'tkazgichdan yasalgan kontur magnit maydonda ω burchak tezlik bilan aylantirilmoqda va kontur orqali magnit oqim garmonik qonun bo'yicha o'zgarimoqda: $\Phi = BScos(\omega t)$. Konturning qarshiligi R bo'lsa,

konturda vujudga kelayotgan tokni hisoblang. Konturni doimiy tezlik bilan aylantirish uchun zarur bo'lgan kuch momentining vaqtga bog'lanishini toping. Konturni 2 marta va 3.5 marta aylantirish uchun bajari-
ladigan ishni hisoblang.

Muhim formulalar

- Lorens kuchi: $\vec{F} = q(\vec{g} \times \vec{B})$.
- Larmor radiusi va chastotasi: $R = \frac{m g_{\perp}}{qB}$, $\gamma = \frac{qB}{2\pi m}$.
- Magnit moment: $p_m = IS$.
- Magnit maydondagi zarraning saqlanuvchi parametrlari:

$$v = \text{const}, \quad p = \text{const}, \quad E = \text{const},$$

$$p_m = E_{\perp} / B = \text{const},$$

$$L = mv_{\perp} R = \text{const}.$$
- Koll elektr maydoni:

$$E_{\perp} = vB, \quad U_{\perp} = bvB, \quad E_{\perp} = R_H jB.$$
- Amper kuchi: $\vec{F} = \int_V \vec{j} \times \vec{B} dV$, $\vec{F} = I \int_L d\vec{l} \times \vec{B}$.
- Elektromagnit induksiya qonuni: $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -d\Phi / dt$.
- Plazmadagi maydon: $\vec{E} = 0$, $\vec{B} = \text{const}$.
- Magnit maydon energiya zichligi: $w = \vec{B}\vec{H} / 2$.
- Tokli konturning magit maydon energiyasi: $W = I\Phi / 2 = LI^2 / 2$.
- Tokli konturning tashqi magnit maydondagi energiyasi:

$$W = I\Phi.$$
- Magnit dipolning magnit maydondagi energiyasi: $W = -\vec{p}_m \vec{B}$.
- Magnit dipolga magnit maydonda ta'sir etuvchi kuch va kuch momenti: $\vec{F} = \text{grad}(\vec{p}_m \vec{B})$, $N = -p_m B \sin \alpha$.
- Magnit dipolning garmonik tebranish chastotasi: $\omega_0 = \sqrt{\frac{p_m B}{J}}$.

O'ZGARUVCHAN TOK QONUNLARI

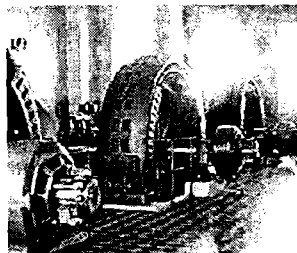
29-§. O'zgaruvchan tok va uning quvvati

Magnit maydondagi yopiq konturni kontur tekisligida yotuvchi biron o'q atrofida doimiy burchak tezligi bilan aylantirilsa, konturda o'zgaruvchan magnit oqimi hosil bo'ladi:

$$\Phi = BS \cos(\omega t). \quad (29.1)$$

Bunday jarayon o'zgaruvchan tok generatorlarida amalga oshiriladi.

Magnit maydon doimiy magnit tomonidan hosil qilinishi mumkin. Katta quvvatli generatorlarda magnit maydon ham ko'p chulg'amli g'altaklardan tok o'tkazib hosil qilinadi. Generatorning magnit maydon hosil qiluvchi qismi induktor deb ataladi. Generatorning



29.1-rasm.

aylanuvchi va EYuK hosil bo'luvchi qismi yakor yoki rotor deb ataladi. Generatorning aylanuvchi qismidan tashqi qo'zg'almas simlarga tokni olib chiqish o'ziga yarasha texnik muammo bo'lib, sirpanuvchi grafit elektrodlar yordamida amalga oshiriladi. Generatorlarning ko'plab konstruksiyalari bo'lib, bu yerda ularning ishlash prinsipigina yoritilmoqda. Jumladan ayrim generatorlarda aylanuvchi qismga magnit maydon manbasi o'rnatiladi, o'zgaruvchi tok esa tashqi qismdagi qo'zg'almas g'altaklarda hosil qilinadi.

Generator yakoridagi o'zgaruvchan magnit oqim elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuchni vujudga keltiradi:

$$E(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \omega \sin(\omega t) = E_0 \sin(\omega t). \quad (29.2)$$

Bunday EYuK ta'sirida R qarshilikka ega bo'lgan zanjirdagi tok:

$$I(t) = \frac{E_0}{R} \sin(\omega t) = I_0 \sin(\omega t) \quad (29.3)$$

O'zgaruvchan tok, EYuK, magnit oqimda fizik miqdorlarning faqat qiymati emas, yo'nalishi (ishorasi) ham **davriy ravishda o'zgarib turadi**. Ular vaqt o'tishi bilan sin yoki cos funksiyasi bo'yicha o'zgargani uchun ularni garmonik o'zgaruvchi miqdolar deb ataladi. Ularning ifodalaridagi Φ_0 , E_0 , I_0 miqdorlar tegishli fizik miqdorlarning amplitudalari deb ataladi.

Shunday qilib, o'zgaruvchan tok elektromagnit induksiya hodisasi vositasida va texnik jihatdan eng qulay aylanma harakat yordamida hosil qilinadi. Elektr generatorlarida aylanma harakat mexanik energiyasi o'zgaruvchan tok energiyasiga aylanadi. Mexanik energiya esa o'qar suvlardan, shamol energiyasidan, dengiz to'lqinlaridan olinishi mumkin. Lekin amalda ko'proq ko'mir, gaz, mazut kabi yoqilg'ilarni yoqish hisobiga hosil qilinadi. Elektr energiyasini ishlab chiqarishda yadro energiyasi ham borgan sari ko'proq o'rin egallamoqda.

O'zgaruvchan tokning afzalliklari tufayli, odamzod ishlatadigan elektr energiyasining asosiy qismi o'zgaruvchan tokdan iborat. Bizning yurtimizda va ko'p boshqa mamlakatlarda elektr toki uchun standart chastota $\nu = 50G$ qabul qilingan, ayrim mamlakatlarda standart chastota $60G$ dan iborat. Ayrim qurilmalarda, laboratoriya tajribalarida ixtiyoriy chastotalar qo'llanishi mumkin, $\nu = 50G$ chastotani esa elektr energiyasining sanoat chastotasi deb ataladi.

Amalda elektr energiyasi zamonaviy ulkan elektr stantsiyalarida hosil qilinib, elektr uzatgich tizimlar orqali uzoq masofalarga, ba'zan yuzlab — minglab kilometrlarga uzatiladi. Shahar va qishloqlarda bu elektr energiya minglab korxonalar va xonadonlarga taqsimlanadi, ularga $U(t) = U_0 \sin(\omega t)$ garmonik o'zgaruvchi kuchlanish yetib boradi, $I(t) = I_0 \sin(\omega t + \alpha)$ garmonik o'zgaruvchi tok oqadi. Bu yerda ωt va $\omega t + \alpha$ — kuchlanish va tokning fazasi, α — ular orasidagi faza farqi. Faza farqi induktivlik va sig'im bilan bog'liq va quyida batafsil o'rganiladi.

O'zgaruvchan tokning quvvati odatdagidek hisoblanishi mumkin. Dastlab kuchlanish va tok orasida faza farqi bo'lmagan holni ($\alpha = 0$) ko'rib chiqaylik:

$$P(t) = U(t)I(t) = E_0 I_0 \sin^2(\omega t). \quad (29.4)$$

Bu yerda $P(t)$ miqdor $U(t)$, $I(t)$ miqdorlar kabi tez o'zgaruvchi miqdor bo'lib, formula uning oniy miqdorini ifodalaydi. $U(t)$, $I(t)$ miqdorlar garmonik ravishda o'zgaradi, ularning ishorasi o'zgarib turgani uchun ularning o'rtacha miqdorlari nolga teng. $P(t)$ quvvat, unda funksiyaning kvadrati ishtirok etgani uchun doimo musbat, lekin qiymati tez o'zgarib turadi. Shuning uchun quvvatning oniy qiymati bilan bir qatorda effektiv qiymati - uning o'rtacha qiymati kiritiladi:

$$P_{ef} = \langle P(t) \rangle = U_0 I_0 \langle \sin^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2} U_0 I_0. \quad (29.5)$$

Bu yerda (29.9) formuladan foydalanildi.

Quvvatning effektiv qiymati bilan bir qatorda kuchlanish va tok kuchining ham effektiv qiymatlari kiritiladi:

$$U_{ef}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T U^2(t) dt, \quad I_{ef}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T I^2(t) dt. \quad (29.6)$$

Garmonik o'zgaruvchi kuchlanish va tok kuchi uchun:

$$U_{ef} = U_0 / \sqrt{2}, \quad I_{ef} = I_0 / \sqrt{2}. \quad (29.7)$$

Ularning ishtirokida quvvat (faza farqi $\alpha = 0$ bo'lganida) doimiy toklar uchun yozilganidek $P_{ef} = U_{ef} I_{ef}$ tarzda ifodalanadi.

Umumiy holda, faza farqini hisobga olganda:

$$P_{ef} = U_0 I_0 \langle \sin(\omega t) \sin(\omega t + \delta) \rangle = \frac{1}{2} U_0 I_0 \cos \delta, \\ P_{ef} = U_{ef} I_{ef} \cos \delta. \quad (29.8)$$

Bu yerda o'rtacha qiymat uchun (29.10) munosabatdan foydalanildi.

Shunday qilib, faza farqi δ hisobiga o'zgaruvchan tokning qiymati kuchli o'zgarishi, kamayishi mumkin ekan. $\delta = \pi/2$ bo'lsa, zanjirdan tok o'tishiga qaramay, quvvat nolga teng bo'ladi.

Sanoatda va turmushda asosan o'zgaruvchan tokning effektiv parametrlari qo'llaniladi, lekin ef belgisi ko'pincha yozilmaydi. O'quvchi o'zgaruvchan tok uchun amplitudalar (U_0, I_0), oniy

qiymatlar ($U(t)$, $I(t)$, $P(t)$) va effektiv qiymatlarni (U_{ef} , I_{ef} , P_{ef} yoki U, I, P) bir-biridan farq qila bilishi kerak.

Bo'limning so'ngida yuqorida uchragan o'rtacha qiymatlarni hisoblaylik.

$$\sin^2(\omega t) = (1 - \cos(2\omega t)) / 2,$$

bu yerda $\cos(2\omega t)$ - garmonik, ishorasi o'zgarib turuvchi funksiya, uning o'rtacha qiymati nolga teng, shuning uchun:

$$\langle \sin^2(\omega t) \rangle = 1/2. \quad (29.9)$$

Boshqa ifodaga o'tamiz:

$$\begin{aligned} \sin(\omega t) \sin(\omega t + \delta) &= \sin(\omega t) \{ \sin(\omega t) \cos \delta + \cos(\omega t) \sin \delta \} = \\ &= \sin^2(\omega t) \cos \delta + \frac{1}{2} \sin(2\omega t) \sin \delta. \end{aligned}$$

Ikkinchi had garmonik funksiya bo'lib, uning o'rtachasi nolga teng. Demak:

$$\langle \sin(\omega t) \sin(\omega t + \alpha) \rangle = \frac{1}{2} \cos \delta. \quad (29.10)$$

Savol va masalalar

29.1. O'zgaruvchan tok nega bunday ataladi?

29.2. O'zgaruvchan tokning amplitudasi va effektiv qiymati qanday bog'langan?

29.3. O'zgaruvchan tokning o'rtacha qiymati nimaga teng?

29.4. O'zgaruvchan tokning o'rtacha (ta'sir etuvchi) quvvati nimaga teng?

29.5. O'zgaruvchan kuchlanishning effektiv qiymati 220 V bo'lsa, uning amplitudasi nimaga teng?

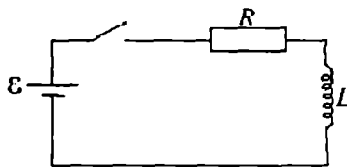
29.6. Magnitoelektrik sistemadagi asboblarning tokning (yoki kuchlanishning) o'rtacha qiymatini, issiqlik sistemasidagi asbobning esa tokning (kuchlanishning) effektiv qiymatini ko'rsatadi. Bu asboblarning ketma ket ulanib, ulardan amplitudasi 5 A bo'lgan o'zgaruvchi tok o'tsa, asboblarning qanday tokni ko'rsatadi? Bu o'zgaruvchi tok faqat bir yo'nalishdagi tokni o'tkazadigan to'g'rilagichdan o'tkazilib, magnitoelektrik va issiqlik asboblardan o'tkazilsa, ular qanday tok kuchini ko'rsatadi?

Javob: Issiqlik asbobi 5 A va 2,5 A tokni, magnitoelektrik asbob 0 va 1,6 A tokni ko'rsatadi.

29.7. Simobli kvars lampa kuchlanish 84 V bo'lganida yonadi yoki o'chadi. Agar bu lampa kuchlanishi 120 V bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjiriga ulangan bo'lsa, uning yonish davri bilan o'chiq bo'lish davrlarining nisbati nimaga teng?

30-§. Induktivlik va sig'imli elektr zanjirlar haqida

Har qanday elektr zanjirdagi elektr toklar magnit maydon va magnit oqim hosil qiladi, bu magnit oqimni induktivlik tavsiflaydi ($\Phi = LI$). Zanjirda vujudga keladigan induksiya EYuK lari va induksiya toklari zanjirdagi toklarga o'zgartirish kiritadi. Ushbu bo'limda induktivlikning elektr toklariga ta'sirini o'rganamiz.



30.1-rasm.

Qarshilik va induktivlikdan iborat elektr zanjirga tashqi doimiy kuchlanish U_0 ulangan bo'lsin (30.1-rasm). Dastlab tok oqmagani bo'lsada, U_0 kuchlanish ta'sirida elektr tok vujudga keladi. Kirxgofning ikkinchi qoidasiga ko'ra zanjirdagi elektr yurituvchi kuchlar yig'indisi potensial tushishlar yig'indisiga teng. Induksiya elektr yurituvchi kuchini hisobga olsak:

$$U_0 - L \frac{dI}{dt} = IR. \quad (30.1)$$

Tokka nisbatan differensial tenglamani qayta yozamiz:

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = \frac{U_0}{L}. \quad (30.2)$$

Bunday tenglama yechimi umumiy va xususiy yechimlarning yig'indisidan iborat bo'ladi. Umumiy yechim

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = 0 \quad (30.3)$$

tenglamaning yechimidan iborat. Yechimni $I = I_0 \exp(at)$ shaklda izlaymiz va tenglamaga asosan topamiz:

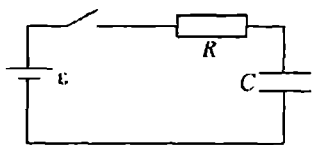
$$I = I_0 \exp\left(-\frac{R}{L} t\right). \quad (30.4)$$

Xususiy yechim (30.2) tenglamaning o'ng va chap taraflarining tengligini ta'minlashi kerak. Xususiy yechim $I_h = \frac{U_0}{R}$ dan iborat. Demak tenglamaning yechimi:

$$I(t) = \frac{U_0}{R} + I_0 \exp\left(-\frac{R}{L}t\right).$$

Masalaning boshlang'ich shartiga asosan ($I(0) = 0$) I_0 qiymatini aniqlaymiz:

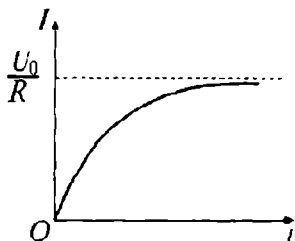
$$I(t) = \frac{U_0}{R} \left(1 - \exp\left(-\frac{R}{L}t\right)\right). \quad (30.5)$$



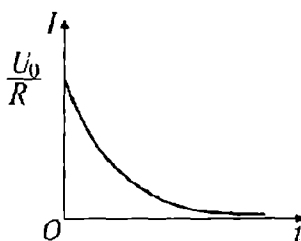
30.2-rasm.

Topilgan yechim induktivlik tufayli zanjirdagi tok o'zining maksimal U_0/R qiymatiga birdaniga emas, uzluksiz oshib yetib borishini ifodalaydi (30.3-rasm). Induktivlik kattaroq bo'lsa, tokning oshib borish jarayoni kechikadi. Induktivlik juda katta bo'lsa, tokning asta-sekin oshishini ampermetr ko'rsatkichiga qarab bilish mumkin. (30.2) tenglama yordamida tashqi kuchlanish o'chirilgandan keyin zanjirdagi tok qanday o'zgarishini ham tekshirish mumkin. Bu holda $U_0 = 0$ bo'lib, tenglamani yechimi faqat (30.4) ifodadan iborat bo'ladi. $I_0 = U_0/R$ — tashqi manba o'chirilishi paytidagi tokni bildiradi.

Shunday qilib induktivlik tufayli tashqi kuchlanish o'chirilgandan keyin ham zanjirda tok oqadi (30.4-rasm). Bu tok g'altakda yig'ilgan magnet maydon energiyasi hisobiga vujudga keladi va bu



30.3-rasm.



30.4-rasm.

energiyani R qarshilikda issiqlikka aylanishini ko'rsatadi. Ayrim hollarda bunday «kechikkan» toklar tokni o'chirgich asboblari uchunlar chiqishiga olib kelishi, ularning kontaktlarini eritib yuborishi mumkin. Texnikada bunga qarshi maxsus choralar ko'rishga to'g'ri keladi.

Ma'lumki, kondensatorlardan doimiy tok o'tmaydi. Kondensator qoplamalarining orasidagi dielektrik tokni o'tkazmaydi. Lekin kondensatorning zaryadlanish — razryadlanish jarayonlarida zanjirda tok bo'ladi. Ana shu toklarni o'rganaylik.

Tok manbai, kondensator va qarshilikdan iborat zanjirni ko'raylik (30.4-rasm). Kirxgofning ikkinchi qoidasiga ko'ra:

$$U = IR + q / C. \quad (30.6)$$

Bu yerda q/C — kondensatordagi potensial tushish, kuchlanish. Bu tenglamada ikkita o'zgaruvchi miqdor bor: tok kuchi va kondensator zaryadi. Ular bir-biri bilan bog'liq miqdordir:

$$I = dq / dt. \quad (30.7)$$

Shunga asosan tenglamani qayta yozishimiz mumkin:

$$\frac{dq}{dt} + \frac{q}{CR} = \frac{U}{R}. \quad (30.8)$$

Manbaning kuchlaninishi U -doimiy, kondensator dastlab zaryadsiz bo'lsin: $q_0=0$. Keltirib chiqarilgan tenglama (30.2) tenglamaga aynan o'xshash bo'lgani uchun, ularning yechimlari ham o'xshashdir. Kondensator zaryadlanayotganda va razryadlanayotganda kondensator zaryadi uchun quyidagi yechimlar o'rinli:

$$q(t) = CU_0 (1 - \exp(-t / RC)), \quad (30.9)$$

$$q(t) = CU_0 \exp(-t / RC). \quad (30.10)$$

Bu yechimlarning grafigi (30.2) va (30.3) grafiklarga aynan o'xshab ketadi.

Shunga mos ravishda zanjirda oqayotgan tok kuchi $I = dq / dt$:

$$I(t) = \frac{U_0}{R} \exp(-t / RC),$$

$$I(t) = -\frac{U_0}{R} \exp(-t / RC) \quad (30.11)$$

formulalar bilan ifodalanadi. Oxirgi tenglikdagi minus ishora kondensator razryadlanayotgandagi tok kuchining yoʻnalishini koʻrsatadi.

Bu toklarning birinchisi kondensatorning zaryadlanish jarayonini ifodalasa, ikkinchisi zaryadlangan kondensatorlarda yigʻilgan zaryadning tok orqali kamayib borishini ifodalaydi.

Savol va masalalar

30.1. Induktiv gʻaltak doimiy tok manbaiga ulansa, tok kuchi qanday oʻzgaradi?

30.2. Tokli induktiv gʻaltak tok manбайдan uzib qoʻyilsa, tok qanday oʻzgaradi? Bunda zanjirning qarshiligi qanday boʻladi?

30.3. Ichki yonuv dvigatellarida yonilgʻini yoqib yuboruvchi uchqun qanday hosil qilinadi?

31-§. Oʻzgaruvchan tokning ketma-ket zanjirlardan oʻtishi

Doimiy tok zanjirlari oʻtkazgichlardan tuziladi. Oʻtkazgichlarning qarshiligi, ular qanday ulanganiga qarab tok kuchi, tokning quvvati aniqlanadi.

Zanjirlarda oʻzgaruvchan kuchlanish taʼsirida majburiy tebranishlar roʻy beradi. Bu tebranishlar faqat zanjirning tuzilishiga va kuchlanishning qiymatiga emas, balki uning chastotasiga ham bogʻliq boʻladi. Zanjir elementlari qanday ulanganiga qarab zanjirda kuchlanishlar yoki toklar rezonansi, yoki ularning ikkisi ham roʻy berishi mumkin.

Oʻzgaruvchan tok zanjiri faqat oʻtkazgichlardan emas (ularni aktiv qarshilik deb ataymiz), balki induktiv elementlar va kondensatorlardan (sigʻimlardan) tuziladi. Ularning qanday ulanganiga qarab qanjirning xossalari butunlay boshqacha boʻladi. Agar bir aktiv qarshilik R , bir induktivlik L va bir sigʻim C bilan cheklanilsa ham, ulardan 17 turdagi zanjir tuzish mumkin. Ularning har biri oʻzgacha hossalarga ega boʻladi. Bundan tashqari oʻzgaruvchan tok zanjirlarida transformatorlar qoʻllaniladi, sanoat tok tarmoqlari

uch fazali etib yaratilgan. Bu omillar o'zgaruvchan tok zanjirlariga hos masalalar turlarining ko'pligini belgilab beradi.

Kompleks qarshiliklar metodi. Doimiy tok va kuchlanish orasidagi bog'lanish $U=RI$ G.Om tomonidan aniqlangan. Lekin kondensatordan yoki induktiv g'altakdan o'tadigan o'zgaruvchan toklar uchun bu bog'lanish o'rinli emas. O'zgaruvchan kuchlanish zanjirda o'zgaruvchan tok — majburiy tebranishlarni vujudga keltiradi. Majburiy tebranishlar jarayonida rezonans hodisasi ro'y bershini mumkin.

Garmonik o'zgaruvchan tokli zanjirlar uchun O.Xevisayd tomonidan kompleks kuchlanish va kompleks tok kuchi kiritilgan:

$$I(t) = I_0 \exp(i\omega t), \quad U(t) = U_0 \exp(i\omega t). \quad (31.1)$$

Bu yerda I_0 va U_0 tok va kuchlanishning amplitudalari, $i = \sqrt{-1}$ — mavhum birlik. i ishtirok etadigan sonlar kompleks sonlar deb ataladi, kompleks sonlar ustidagi eng muhim amallar ilovada keltirilgan. L.Eyler formulasiga ko'ra

$$\exp(i\omega t) = \cos(\omega t) + i \sin(\omega t)$$

bo'lib, $U = U_0 \exp(i\omega t)$ kuchlanish ishtirokida topilgan yechimlar real garmonik toklarning elektr zanjirdan o'tish qonunlarini aniqlaydi. Hisoblarda kuchlanish amplitudasi haqiqiy sondan iborat deb hisoblanadi.

Elektr zanjir aktiv qarshilik R dan iborat bo'lsin. Tok va kuchlanishning kompleks ifodalarni Om qonuniga qo'yib, tok va kuchlanish amplitudalari orasidagi bog'lanishni topamiz:

$$U_R = RI_0. \quad (31.2)$$

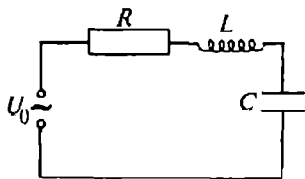
Bu bog'lanish Om qonuniga mos keladi.

Induktiv g'altak bo'lgan zanjirda tok kuchi va kuchlanish orasidagi bog'lanishni topish uchun elektromagnit induksiya qonunidan foydalaniladi. Kirxgofning ikkinchi qoidasiga binoan EYuK lar yig'indisi potensial tushishlar yig'indisiga (ushbu holda 0 ga) teng bo'lishi kerak: $U(t) - d(IL)/dt = 0$. Bu tenglikka (31.1) ifodalarni qo'llasak, kuchlanish va tok amplitudalari orasida Om qonuni kabi bog'lanishni topamiz:

$$U_L = i\omega LI_0. \quad (31.3)$$

Kondensator qoplamalari orasidagi kuchlanish $U(t) = q(t)/C = C^{-1} \int I(t)dt$ ga teng. (31.1) ifodalardan foydalanib kondensatoridagi kuchlanish va tok amplitudalari orasidagi bog‘lanishni topamiz:

$$U_C = (1/i\omega C)I_0. \quad (31.4)$$



31.1-rasm.

Shunday qilib kompleks amplitudalar orasidagi bog‘lanish Ohm qonuniga mos kelar ekan, bunda turli elementlarning kompleks qarshiliklari R , $i\omega L$, $1/i\omega C$ ga teng bo‘lar ekan. Topilgan munosabatlar murakkab zanjirlardagi toklarni tahlil etish uchun qo‘llanishi mumkin.

Tashqi o‘zgaruvchan U_0 tok manbaiga qarshilik, induktivlik va sig‘im ketma - ket ulangan holini ko‘rib chiqaylik (31.1-rasm). Zanjir ketma-ket bo‘lgani uchun undagi uch elementdan o‘tadigan toklar teng bo‘ladi. Manbaning kuchlanishi esa elementlardagi kuchlanishlar yig‘indisiga teng bo‘ladi: $U_0 = U_R + U_L + U_C$. (31.2)-(31.4) ifodalardan foydalanib, quyidagi natijaga kelamiz:

$$U_0 = ZI_0, \quad (31.5)$$

$$Z = R + i\omega L + 1/i\omega C. \quad (31.6)$$

Ko‘rib turibmizki, doimiy tok zanjirlaridagi kabi, ketma-ket ulangan elementlarning umumiy kompleks qarshiligi ayrim elementlar qarshiliklarining yig‘indisiga teng ekan. (Parallel elementlarning umumiy kompleks o‘tkazuvchanligi ayrim elementlar o‘tkazuvchanliklarining yig‘indisiga teng. Zanjir elementlarini ketma-ket yoki parallel deb bo‘lmaydigan murakkab zanjirlarda Kirxgof qoidalari qo‘llanishi kerak — huddi doimiy tok zanjirlaridagidek). Qarshilik kompleks son bo‘lgani uchun tokning amplitudasi ham kompleks son bo‘ladi: $I_0 = |I_0| \exp(i\delta)$ Bu yerda δ -tok fazasining kuchlanish fazasidan farqini bildiradi va o‘zgaruvchan tokning quvvatini hisoblashda ahamiyatlidir. Kompleks amplitudaning moduli $|I_0|$ esa fizik asboblarni yordamida o‘lchanadigan

o'zgaruvchan tokning amplitudasidan iborat. (31.5) ga binoan $|I_0|$ ni topamiz:

$$|I_0| = U_0 / |Z|, \quad (31.7)$$

$$|Z| = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2} \quad (31.8)$$

Xususiy hollarni ko'raylik.

1. Zanjir aktiv qarshilikdan iborat: $Z = R$. Bunda $I_0 = U_0 / R$, bog'lanish doimiy toknikidek ekan.

2. Zanjirda faqat induktivlik bor: $Z = i\omega L$, $|Z| = \omega L$, $I_0 = U_0 / \omega L$, chastota ortishi bilan qarshilik ortib, tok kuchi kamayadi.

3. Zanjirda faqat kondensator bor: $Z = 1/i\omega C = -i/\omega C$, $|Z| = 1/\omega C$. Bunda $I_0 = \omega C U_0$, chastota ortishi bilan qarshilik kamayib, tok kuchi ortadi.

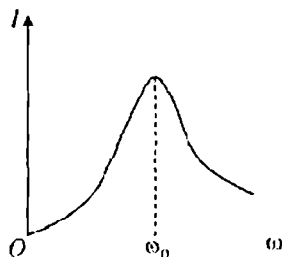
4. Zanjirda aktiv qarshilik va induktivlik ketma-ket ulangan: $Z = R + i\omega L$, $|Z| = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$ Bunda: $|I_0| = U_0 / \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$

5. Zanjirda aktiv qarshilik va kondensator ketma-ket ulangan: $Z = R - i/\omega C$, $|Z| = \sqrt{R^2 + 1/\omega^2 C^2}$ Tok kuchi: $|I_0| = U_0 / \sqrt{R^2 + 1/\omega^2 C^2}$

6. $\omega = 0$ holni, kuchlanish doimiy bo'lgan holni ko'raylik. Bunda $|Z| = \infty$, $|I_0| = 0$ bo'ladi, doimiy tok zanjirdagi kondensatordan o'tmaydi.

7. $\omega_0 L - 1/\omega_0 C = 0$, $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ — ketma-ket zanjirda rezonans holi. Bunda $Z = R$, $I_0 = U_0 / R$. Bunday chastotada kompleks qarshilik qiymati eng kichik, tok kuchi eng katta bo'ladi (31.2-rasm). Zanjirning aktiv qarshiligi R qanchalik kichik bo'lsa, rezonans toki shunchalik katta bo'ladi.

Rezonans holini batafsil ko'rib chiqaylik. $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ chastota zanjirning xususiy tebranishlar chastotasi deyiladi. Manbaning chastotasi ω xususiy chastota bilan tenglashganda zanjirdagi tok oshib



31.2-rasm.

ketishi mexanik rezonans xossalarini eslatadi. Ketma-ket zanjirdagi rezonans holda umumiy kuchlanish $U_0 = RI_0$ cheklangan bo'lgan holda, induktivlikdagi kuchlanish $\omega_0 LI_0$ va sig'imdagi kuchlanishlar $I_0/\omega_0 C$ dan ko'p marta ortiq bo'lishi mumkin. Shuning uchun rezonans **kuchlanishlar rezonansi** deb ataladi. Rezonans chastotada qarshilik haqiqiy bo'lgani uchun, I_0 ham haqiqiy bo'ladi, tok va kuchlanish orasidagi faza farqi bo'lmaydi.

O'zgaruvchan tok quvvati uchun yuqorida (29.8) formula keltirib chiqarilgandi. Kompleks amplitudalar orqali quvvat quyidagicha ifodalanadi:

$$P = 0.5U_0 |I_0| \cos \delta. \quad (31.9)$$

Kompleks sonning trigonometrik ifodasiga ko'ra: $I_0 = |I_0| \times (\cos \delta + i \sin \delta)$, demak $|I_0| \cos \delta = \text{Re}(I_0)$ ($\text{Re}()$ — kompleks sonning haqiqiy qismini bildiradi). Om qonunidan foydalansak:

$$P = 0.5U_0^2 \text{Re}\left(\frac{1}{Z}\right). \quad (31.10)$$

Matematik almashtirishlar bajaramiz: $\text{Re}\left(\frac{1}{Z}\right) = \text{Re}\left(\frac{Z^*}{ZZ^*}\right) = \frac{1}{|Z|^2} \text{Re}(Z)$,

bu yerda * — kompleks qo'shmalik belgisi. Natijani (31.10) ga qo'ysak:

$$P = \frac{U_0^2}{2|Z|^2} \text{Re}(Z) = \frac{I_0^2}{2} \text{Re}(Z). \quad (31.11)$$

(31.10) va (31.11) quvvat formulalarining qulayligi shundaki, ularni qo'llaganda faza farqi δ ni hisoblashga hojat yo'q. Jumladan o'rganilayotgan zanjir uchun $\text{Re}(Z) = R$ bo'lib, tok quvvati quyidagicha:

$$P = \frac{I_0^2 R}{2} = \frac{U_0^2 R}{2(R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2)}. \quad (31.12)$$

Faza farqini hisoblashga zarurat bo'lsa, uni quyidagicha topishimiz mumkin:

$$\cos \delta = \text{Re}(I_0) / |I_0| = \text{Re}(Z) / |Z|. \quad (31.13)$$

O'rganilayotgan zanjir uchun: $\cos \delta = R / \sqrt{R^2 + (\omega L - 1 / \omega C)^2}$ Bu natijaga ko'ra faqat aktiv R qarshilikdan iborat zanjirda $\cos \delta = 1$ Kondensator va induktivlik bo'lgan zanjirlarda umumiy holda faza farqi $\delta \neq 0$. Faqat rezonans chastota $\omega_0 = 1 / \sqrt{LC}$ da $\cos \delta = 1$, faza farqi $\delta = 0$ bo'ladi.

Quvvatning (31.12) ifodasi o'zgaruvchan tok quvvati faqat aktiv qarshilikda ajralib chiqishini yaqqol ko'rsatib turibdi. Aktiv qarshilik nolga teng bo'lsa, quvvat ham nolga aylanadi. Lekin aktiv qarshilik orqali o'tayotgan tok kuchiga kondensator va induktivlik ta'sir etib, quvvat kondensator va induktivlik parametrlariga bog'liq bo'ladi.

Misol ta'riqasida bunday ketma-ket zanjir haqidagi masalani ko'raylik. Kuchlanishi $220V$, chastotasi $\nu = 250$ gers bo'lgan o'zgaruvchan tok tarmog'iga aktiv qarshiligi 1.5Ω induktivligi $0.16H$ bo'lgan g'altak va 60 mkF sig'imli kondensatorlar ketma-ket ulangan. Zanjirdagi tok kuchini toping. Bu tok kuchini rezonans toki bilan solishtiring.

Yechim. Zanjirning qarshiligi: $|Z| = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1 / \omega C)^2} = 240.7\Omega$, tok kuchi $|I_0| = 0.91A$. Rezonans sharoitida $|Z| = R = 1.5\Omega$, tok kuchi $|I_0| = 146.6A$, tok kuchi chastotaning o'zgarishi hisobiga 160 marta ortar ekan.

Masala savollariga javob berildi. Shunda to'xtamasdan, rezonans paytidagi barcha kuchlanishlarni topaylik:

Umumiy kuchlanish $U = 220V$

Aktiv qarshilikdagi kuchlanish: $IR = 220V$.

Induktivlikdagi kuchlanish $I\omega L = 7570V$.

Sig'imdagi kuchlanish: $I/\omega C = 7570V$.

Shunday qilib, rezonans paytida tashqi kuchlanish $220V$ bo'lgani holda, induktivlik va sig'imda bundan 34 marta kattaroq kuchlanishlar vujudga kelar ekan. Bu jarayon **kuchlanishlar rezonansi** deb ataladi. Zanjirdagi tok quvvati (31.12) formula bilan ifodalaniib, rezonans chastotada eng katta bo'ladi.

Savol va masalalar

31.1. Zanjirda kuchlanish bilan tok orasidagi faza farqi nima hisobiga vujudga keladi?

31.2. Zanjirning elektr quvvati qanday hisoblanadi?

31.3. Zanjirning faza farqini uning RLC parametrlari orqali ifodalang.

$$\text{Javob: } \cos \alpha = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}.$$

31.4. Rezonans paytida faza farqi va quvvat nimaga teng?

31.5. Ketma-ket zanjirda rezonans qanday xossalarga ega?

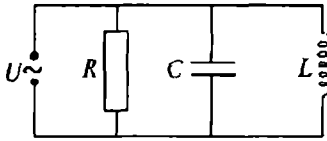
31.6. O'zgaruvchan tok quvvatini hisoblash ikki formulasini yozing.

$$\text{Javob: } P = 0.5U_0^2 \operatorname{Re}(1/Z) = 0.5|I_0|^2 \operatorname{Re}(Z).$$

31.7. Kompleks sonning moduli va argumenti qanday hisoblanadi?

31.8. O'zgaruvchan tok manbaiga aktiv qarshilik va induktivlik parallel ulangan. Zanjirdagi tok kuchini va quvvatni hisoblang. Elementlar ketma-ket ulansa javoblar qanday bo'ladi?

32-§. O'zgaruvchan tokning parallel zanjirdan o'tishi



32.1-rasm.

O'zgaruvchan tokni ketma-ket zanjirdan o'tishini o'rganishda o'z samaradorligini ko'rsatgan kompleks qarshiliklar usulini parallel zanjirdan (32.1-rasm) o'tayotgan o'zgaruvchan toklarni o'rganish uchun qo'llaylik.

Parallel elementlarning hammasiga bir hil $U(t) = U_0 \exp(i\omega t)$ kuchlanish ta'sir etadi, umumiy tok esa ayrim toklarning yig'indisidan iborat bo'ladi. Zanjirdagi elementlariga (31.2)-(31.3) tenglamalarni qo'llaylik:

$$I_R = \frac{U_0}{R}, \quad I_C = i\omega C U_0, \quad I_L = \frac{U_0}{i\omega L}. \quad (32.1)$$

Bu tengliklarni qo'shib, tokning kompleks amplitudasi uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$I_0 = \frac{U_0}{Z}, \quad (32.2)$$

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + \frac{1}{i\omega L} + i\omega C, \quad (32.3)$$

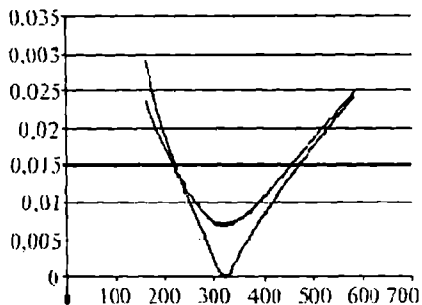
$$\frac{1}{|Z|} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2} \quad (32.4)$$

Zanjirdan o'tuvchi tokning amplitudasi:

$$|I_0| = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2} U_0. \quad (32.5)$$

$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ — sig'im va induktivlikdan iborat tebranma konturning erkin tebranishlar chastotasidir. Tashqi manba chastotasi ω xususiy tebranishlar chastotasi ω_0 ga tenglashganda, (32.5) ga muvofiq zanjirdagi tok kuchi minimal qiymatga erishadi, bu zanjirdagi aktiv qarshilikdan o'tayotgan tokdir. Zanjirning qolgan ikki elementi — induktivlik va sig'im tebranma kontur tashkil etib, rezonans holda bu tebranma konturga tashqi tarafdan kirayotgan tok nolga tengdir (32.2-rasm). Chastota rezonans qiymatidan chetlashishi bilan kuchlanish doimiy bo'lsa ham tokning qiymati ortib boradi. Bu esa parallel zanjirdagi rezonans tabiati ketma-ket zanjirdagidan butunlay farq qilishini ko'rsatadi: parallel zanjirdagi rezonans jarayonida tashqi tok minimal qiymatga erishadi.

Rezonans paytida tashqi tokning kamayishi induktivlikdagi va sig'imdagi toklarning kamayishidan darak bermaydi, ular (32.1) formulalarga muvofiq oqadi, lekin ularning fazalari teskari bo'lib, bu elementlar bo'ylab aylanma tok, tebranma konturda majburiy elektromagnit tebranishlar ro'y beradi. Chastota rezonans qiymatidan chetlashganda tebranma konturga nisbatan tashqi qismida ham tok oqib, butun zanjirdagi tok ortadi. Rezonans paytida induktivlik va sig'imdagi toklar tashqi tokdan ko'p marta ortiq bo'lib, bunday rezonans toklar



32.2-rasm.

rezonansi deb ataladi. Shunday qilib, toklar rezonansi induktivlik va sig‘im parallel ulangan zanjirlarga hos hodisa ekan.

Zanjirda ajralib chiqayotgan quvvat chastotaga bog‘liq bo‘lmaydi:

$$P = \frac{U_0^2}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{Z} \right) = \frac{U_0^2}{2R}. \quad (32.6)$$

Kompleks qarshiliklar metodini o‘zgaruvchan tokning murakkab zanjirlariga qo‘llanish mumkin. 32.3-rasmda tasvirlangan zanjirda bir emas, ikki induktivlik ishtirok etadi. Zanjirning kompleks qarshilik va tok kuchi:

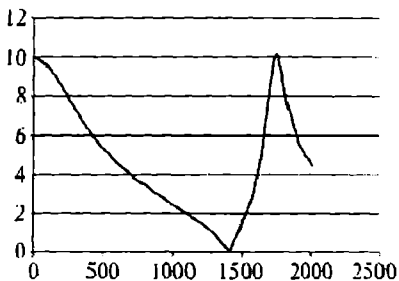
$$Z = R + i \left[\omega L_1 + \frac{\omega L_2}{1 - \omega^2 C L_2} \right], \quad \operatorname{Re}(Z) = R, \quad (32.7)$$

$$|I_0| = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L_1 + \frac{\omega L_2}{1 - \omega^2 C L_2} \right)^2}}. \quad (32.8)$$

Chastotaning $\omega_1^2 C L_2 = 1$, $\omega_1 = 1 / \sqrt{C L_2}$ qiymatida tok kuchi minimal qiymatga erishadi - nolga aylanadi, bu hodisa C va L_2 elementlardan iborat tebranma konturda ro‘y beradigan toklar rezonansi bilan bog‘liq. Chastotaning ikkinchi:

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{C} \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \right)} \quad (32.9)$$

qiymatida tok kuchi maksimal qiymatga erishadi. Bu maksimum zanjirdagi kuchlanishlar rezonansi bilan tushuntiriladi (32.4-rasm).



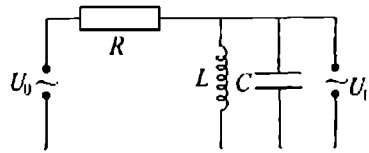
32.4-rasm.

Tok kuchining bunday murakkab xarakteri tokning quvvatida ham takrorlanadi:

$$P = \frac{1}{2} R |I_0|^2 = \frac{R U_0^2}{2 |Z|^2}. \quad (32.10)$$

O‘zgaruvchan tok zanjirlarining kompleks qarshiligi chastotaga bog‘liq bo‘lgani uchun, ulardan murakkab signallar o‘t-

ganida signallar chiziqsiz o'zgaradi. Murakkab davriy signalni turli amplitudali monoxromatik to'lqinlar superpozitsiyasi sifatida tasvirlash mumkin (bu usul Fure analizi deb ataladi). Bu monoxromatik



32.5-rasm.

to'lqinlarning har biri zanjirdan turli amplitudalar bilan o'tar ekan, ular yig'indisining shakli o'zgaradi. Bu hodisa radiotexnikaning muammolaridan biridir.

O'zgaruvchan tok zanjirining spektral xossalaridan murakkab signaldan kerakli chastotali signallarni ajratib olish uchun foydalanish mumkin. Masalan, kuchlanishlar rezonansi ro'y beradigan zanjir ω_0 va unga yaqin chastotali signallarni o'tkazadi, chastotasi ω_0 xususiy chastotadan kuchli farq qiladigan tebranishlarni o'tkazmaydi. Toklar rezonansi ro'y beradigan zanjir rezonans chastotani o'tkazmaydi. Radiotexnikada zaruriy chastotalar intervalini o'tkazadigan maxsus filtrlar yaratiladi.

32.5-rasmda filtr vazifasini bajaruvchi eng sodda elektr zanjir tasvirlangan. Zanjirdagi umumiy tok kuchi $U_0 = I_0(R + Z)$ tenglikdan aniqlanadi. Chiqishdagi kuchlanish $U_1 = I_0Z$. Zanjirning uzatish koeffitsiyenti $K = Z / (R + Z)$ dan iborat bo'ladi. Rasmdagi zanjir uchun Z induktivlik va sig'imdan iborat tebranma konturning kompleks qarshiligi bo'lib, $Z = i\omega L / (1 - \omega^2 CL)$. Bu qarshilikni qo'llab, uzatish koeffitsiyentining modulini hisoblaymiz:

$$|K| = \frac{1}{\sqrt{1 + R^2(1/\omega L - \omega C)^2}}. \quad (32.11)$$

Bu formulaga ko'ra, zanjirning $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ xususiy chastotasiga yaqin chastotali tebranishlar zanjirdan $K \approx 1$ koeffitsiyent bilan o'tar ekan. Chastotasi bundan uzoq bo'lgan tebranishlar uchun o'tish koeffitsiyenti ko'p marta kichik bo'lib, bunday tebranishlarni zanjirdan o'tmaydi deyish mumkin.

Ko'rilgan filtrning o'tish koeffitsientining grafigi maksimumga ega bo'lgan nisbatan silliq egri chiziqdan iborat. Ideal filtr biron oraliqdagi chastotalarni to'liq o'tkazib ($K = 1$), oraliqdan tashqa-

ridagi chastotalar uchun $K=0$ bo'lishi kerak, $K(\omega)$ bog'lanish uchun grafik Π belgisi kabi shaklga ega bo'lishi kerak. Radio-texnikada elementlari ko'p (10—15) bo'lgan filtrlar yasali, aytib o'tilgan maqsadga erishiladi.

Aloqa vositalarida elektromagnit to'lqinlar ma'lumotlarni tashiydi va ularning quvvati kichik bo'lsa ham bo'ladi. Ayrim hollarda aynan uzatilayotgan energiya muhim bo'lishi mumkin. Masalan, kompyuter bir so'z bilan nomlansada, 10—15 ayrim qurilmalardan iborat bo'ladi, ularning har biriga elektr energiyasi uzatilishi kerak, bir-biriga ma'lumotlar uzatilishi kerak. Bunday elektr ulashlarning asosiy qismi kompyuter korpusining ichida bo'lsa ham, ba'zan tashqaridagi simlarning o'zi ko'payib ketadi. Shunday paytda kompyuter signallarni kichik masofalarga uzatishni uchun WiFi qurilmasi yaratilgan. Bu qurilma bilan kichik masofadagi turli kompyuterlar aloqa o'rnatishi mumkin. Kichik quvvatli elektron asboblarni energiya bilan ta'minlash uchun ikki tebranma konturdan foydalanish tavsiya etiladi. Birinchi tebranma kontur tashqi energiya hisobiga past chastotali (10^7 Gz) tebranishlar hosil qiladi. Konturdagi induktiv g'altak fazoda magnit maydon hosil qiladi, maydon g'altak o'lchamlaridan 5—10 marta katta masofalarda sezilarli bo'ladi. Shu oraliqda, aynan shunday xususiy tebranishlar chastotasiga ega bo'lgan ikkinchi tebranma kontur joylashtirilsa, u ham o'z induktiv g'altagining o'lchamlaridan 5—10 marta katta masofadagi magnit maydonni effektiv sezadi va ikkinchi tebranma konturda rezonans elektromagnit tebranishlar vujudga keladi. Bunday kompleks birlamchi konturdan nurlangan elektromagnit to'lqinlar energiyasining 30-40% ni ikkinchi konturda qabul qilishi mumkin. Bunday energiyaga asoslangan elektron asbob kichik masofalarda simsiz va batareykalarsiz ishlashi, mobil bo'lishi mumkin. Matbuotda bir necha metr masofaga 60 W elektr quvvatni uzatish haqida tajribalarni muvaffaqiyatli tugagani haqida ma'lumotlar topish mumkin. Energiyani elektromagnit to'lqinlar vositasida uzatish — faqat texnik tarafdin hal qilinishni, foydali ish koeffitsiyentini oshirishni talab qiluvchi masaladir.

Savol va masalalar

32.1. Aktiv qarshilik, sig'ım va induktivlikning kompleks qarshiligi nimaga teng? O'tkazuvchanligi nimaga teng?

32.2. Ketma-ket ulangan elektr zanjir elementlari uchun qanday fizik miqdor additiv, qanday miqdor umumiy?

32.3. Parallel ulangan elektr zanjir elementlari uchun qanday fizik miqdor additiv, qanday miqdor umumiy?

32.4. Parallel zanjirdagi rezonansni qanday tushunasiz?

32.5. (32.11) o'tish koeffitsiyentini R , C , L parametrlarga bog'lanish grafigini chizing va tahlil eting.

32.6. R , C , L elementlar berilgan bo'lsin. Ulardan jami 17 o'zgaruvchan tok zanjiri tuzing. Zanjirlardan qaysi birida toklar rezonansi, qaysi birida kuchlanishlar rezonansi ro'y berishini tahlil eting. Zanjirlarning ayrimlari uchun kompleks qarshilik, o'zgaruvchan tok kuchi va tokning quvvatini hisoblang. Tok kuchini chastota ω , sig'ım C , induktivlik L , aktiv qarshilik R ga qanday bog'langanini tahlil eting.

33-§. Transformator

Elektr energiyasi yirik elektrostansiyalarda hosil qilinadi. O'zbekistonda Sirdaryo IES, Yangi Angren IES, Farhod GES, Chorvoq GES kabi yirik elektrostansiyalar, ko'plab kichik elektrostansiyalar yaratilgan. Rivojlangan mamlakatlarda yadro energiyasida ishlovchi atom elektrostansiyalari yaratilmoqda. Ularda ishlab chiqilgan elektr energiya o'tkazgichlardan yasalgan uzatuv tizimlari orqali yuzlab, ba'zan minglab kilometr masofada joylashgan shahar va qishloqlarga uzatiladi. Energiyani bunday uzatish qulay. Buning uchun temir yo'l, vagonlar, ishchilar yoki mashinalar kerak bo'lmaydi, energiya uzluksiz uzatiladi, energiyani ishlatuvchilarga keragicha uzatiladi. Shaharlarga tutuni, kuli, zararli moddalari yo'q bo'lgan ekologik toza energiya yetkazib beriladi.

Lekin elektr energiyasini uzatishda ham o'ziga yarasha muammolar mavjud. Energiyani uzatuvchi simlarning qarshiligi R , tok kuchi I bo'lsin. Unda uzatuvchi tizimda I^2R quvvat Joule issiqligiga aylanadi, elektr stansiyada katta harajat hisobiga ishlab chiqilgan

energiyaning bir qismi isrof bo‘ladi. Tok kuchi oshishi bilan energiyaning isrofi tokning kvadrati kabi oshib boradi.

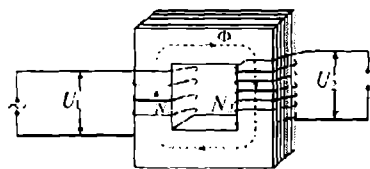
Bu muammo quyidagicha hal etilgan. Energiyani uzatuv tizimi uzatayotgan quvvati UI , tizimdagi energiyaning isrofi I^2R ekan, uzatilayotgan quvvatni tok kuchi I hisobiga emas, kuchlanish U hisobiga oshirish, kuchlanishni 10^5 – 10^6V ga yetkazish kerak.

Buning uchun elektr generatorlari ishlab chiqqan o‘zgaruvchan tokning kuchlanishini oshiradigan transformatorlar, shaharlarga yetib borgan elektr tokining kuchlanishini kamaytiradigan boshqa transformatorlar qo‘llaniladi. Bu — transformatorlarni foydali qo‘llanishning eng ko‘zga ko‘ringan misolidir. Turli elektr asboblari asosan standart 220V kuchlanishga mo‘ljallab yasalsada, boshqacha kuchlanishga zarurat ham bo‘ladi, shuning uchun har bir televizor, kompyuter va boshqa murakkab elektr qurilmalarining ichida albatta transformator bor bo‘ladi.

Transformator injener P.N.Yablochkov tomonidan 1876-yilda ixtiro etilgan, ixtiroga fransuz patenti olingan. Parijda o‘tkazilgan uchta jahon ko‘rgazmalarida transformator namoyish etilgan. Keyinchalik bu qurilma boshqa olimlar tarafidan ham qayta yaratilgani uchun, qurilmaning ixtirochisi haqidagi muammo sudda hal qilinib, fransuz patenti asosida P.N.Yablochkov muallif ekanligi tan olingan.

Transformatorning tuzilishi 33.1-rasmda tasvirlangan, qurilma Faradey elektromagnit induksiya hodisasiga asosan ishlaydi. Unda bir yopiq ferromagnit o‘zakka ikkita induktiv g‘altak kiydiriladi. Ferromagnit o‘zak g‘altaklar hosil qiladigan magnit maydonni kuchaytiradi, butun magnit oqim o‘zak bo‘ylab oqib, transformatorning birlamchi va ikkilamchi g‘altaklari uchun umumiy bo‘ladi.

Transformatorning birlamchi va ikkilamchi g‘altagidagi



33.1-rasm.

chulg‘amlari soni N_1 va N_2 bo‘lsin. Unda birlamchi zanjir orqali magnit oqim $\Phi_1 = N_1\Phi_0$, ikkilamchi zanjir orqali — $\Phi_2 = N_2\Phi_0$ bo‘ladi. Ikki tok zanjiri uchun Kirxgoffning ikkinchi qoidasi bo‘yicha tenglamalar yozamiz:

$$E_1 - N_1 \frac{d\Phi_0}{dt} = I_1 R_1, \quad (33.1)$$

$$-N_2 \frac{d\Phi_0}{dt} = I_2 R_2. \quad (33.2)$$

Bu yerda E_1 transformatorning birlamchi g'altagi ulangan o'zgaruvchan tok manbaining kuchlanishi. R_1 — birlamchi g'altakning qarshiligi, bu qarshilik odatda juda kichik bo'ladi va $I_1 R_1$ hadning o'miga keyingi hisoblarda nol qo'yamiz. R_2 - ikkilamchi zanjirning to'liq qarshiligi. Transformatorning ikkinchi g'altagining qarshiligi kichik deb, R_2 ni transformatoridan tashqaridagi zanjir qarshiligi bilan almashtirishimiz mumkin, unda $I_2 R_2 = U_2$ — transformatoridan chiquvchi kuchlanish bo'ladi. Tenglamalar quyidagi shaklga keladi:

$$\begin{aligned} U_1 &= N_1 \frac{d\Phi_0}{dt}, \\ U_2 &= N_2 \frac{d\Phi_0}{dt}. \end{aligned} \quad (33.3)$$

$$\text{Bulardan:} \quad \frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2}, \quad U_2 = \frac{N_2}{N_1} U_1. \quad (33.4)$$

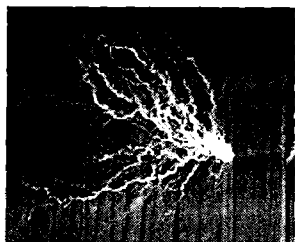
Demak, chiquvchi kuchlanish chulg'amlar nisbati bilan aniqlanadi: $N_2 / N_1 > 1$ bo'lsa $U_2 > U_1$, transformator kuchlanishni oshiruvchi bo'ladi. Aks holda transformator kuchlanishni pasaytiruvchi bo'ladi.

Ideal transformatorlarda qarshiliklar nolga teng bo'lib, energiya yo'qotilmaydi. Birlamchi chulg'amlardagi quvvat ikkilamchi chulg'amlardagi quvvatga teng bo'ladi:

$$I_1 U_1 = I_2 U_2. \quad (33.5)$$

Real transformatorlarda energiya qisman Joule issiqligiga aylanadi, lekin odatda bu energiya umumiy energiyaning —40% dan oshmaydi, transformatorlarning FIK ti 96—97% ga yetib, odam yaratgan turli mashinalar orasida juda samaralidir.

Transformatorning ishida ikki holatni farqlash kerak. Transformatorning ikkilamchi chulg'amlari uzib qo'yilganda tok faqat birlamchi chulg'amlardan oqadi. Transformatorlarda magnit oqim katta bo'lgani uchun, uning induktivligi ham, induktiv qarshiligi ham



33.2-rasm.

katta bo‘lib, birlamchi zanjirdan kichkina tok oqadi. Tokning fazasi kuchlanish-nikidan $\pi/2$ ga kechikib, transformator juda kichik energiya yutadi.

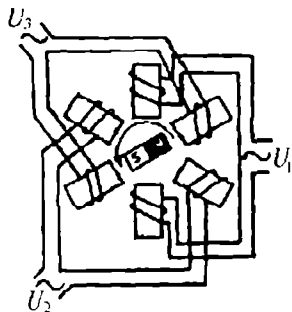
Transformatorning ikkilamchi chulg‘amlari tashqi qarshilik orqali ulanganda ular orqali tok oqa boshlaydi, qo‘shimcha magnit oqim paydo bo‘ladi. Magnit oqimning o‘zgarishi birlamchi konturdagi

EYuK ga ta’sir etib, birlamchi konturdan oqayotgan tokning moduli ortadi, faza farqi o‘zgaradi. Transformator tok manбайдan energiya olib, ikkilamchi konturga uzata boshlaydi.

1896-yilda Nikola Tesla tomonidan «yuqori chastotali va kuchlanishli elektr toklarining hosil qiluvchi» transformator ixtiro qilingan. Ushbu transformatorida kuchlanishlar rezonansi amalga oshishi uchun choralar ko‘rilgan (31-§ ga qarang). Uning yordamida hosil qilinadigan toklarni kuchlanishi milliiondan ortiq volt kuchlanishga ega bo‘lib, havoda ajoyib razryadlarni kuzatish imkonini beradi (33.2-rasm).

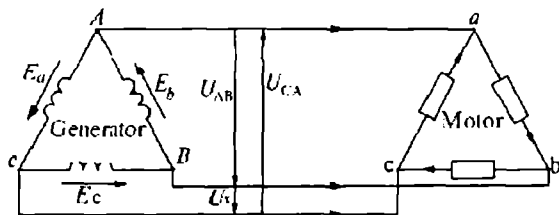
34-§. Uch fazali tok

O‘zgaruvchan tok generatorida magnit maydon manbai generatorning aylanuvchi qismida, rotorda joylashgan bo‘lsin. Induksion g‘altak generatorni qo‘zg‘almas qismida joylashadi.



34.1-rasm.

Harakatdagi magnit maydon g‘altakda o‘zgaruvchan magnit maydon oqimini va o‘zgaruvchan tokni hosil qiladi. Generatorida bunday g‘altaklardan bir nechtasini joylashtirish mumkin. Amalda uch fazali (34.1-rasm) tokli sistemalar yaratilgan bo‘lib, generatorida uchta induktiv g‘altak o‘zaro $2\pi/3$ burchaklar hosil qilib joylashtiriladi. Magnit maydon ularning yonidan doimiy tezlik bilan ketma-ket o‘tgan uchun, ularda o‘zaro $2\pi/3$ faza



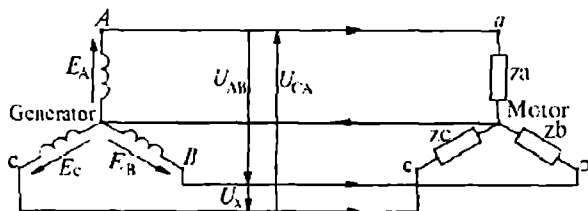
34.2-rasm.

farqiga ega bo'lgan o'zgaruvchan toklar induksiyalanadi. Bunday generator uch fazali o'zgaruvchan tok generatori deb ataladi.

Uch fazali toklarning qator afzalliklari ularni keng qo'llanishiga sabab bo'lgan.

Uch fazali generatorning uch g'altaning oltita uchi bor. Ularni bir-biriga maxsus usulda ulab, elektr energiyasini uzoq masofalarga oltita emas, uchta o'tkazgich liniya vositasida uzatish mumkin. Generator g'altaklarini uchburchak usulida birlashtirishda elektr energiyasi uch o'tkazgichli liniya vositasida uzoq masofalarga olib boriladi (34.2-rasm). Energiyadan foydalanuvchilar ham elektr energiya tizimiga shunga mos ravishda birlashtiriladi.

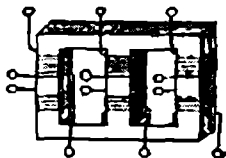
Generator induksiya g'altaklarini birlashtirishning yulduz usulida (34.3-rasm) uch g'altakning bir uchlari generatorning ichida bir nuqtaga birlashtiriladi. Liniyalardagi tok kuchlari teng bo'lsa, ularning yig'indisi nolga teng bo'ladi. Haqiqatan, liniyalardagi faza farqlarini hisobga olsak (tekshirib ko'ring): $\sin \omega t + \sin(\omega t + 2\pi/3) + \sin(\omega t + 4\pi/3) = 0$ Amalda bu yig'indi liniyalardagi kichik farqlar hisobiga nol bo'lmaydi. Lekin har bir liniyadagi toklardan ko'p marta kichik bo'ladi, bu kichik tok odatda generatorning bu nuqtasini yer bilan birlashtirish orqali oqiziladi.



34.3-rasm.

Zanjirning bu, yerga ulanadigan qismi neytral liniya, uchta boshqa liniyasi — fazalar deb ataladi.

Elektr energiyasidan foydalanuvchi xonadonlar faza bilan neytral liniyaga ulansa — kuchlanish 220V, ikki fazaga ulansa - kuchlanish $220\sqrt{3}=380V$ bo'ladi. Bu esa murakkab texnik vositalardan foydalanishda qo'shimcha imkoniyat yaratadi. Jumladan bir elektr dvigateldan turli quvvat olish mumkin. Uzoq masofalarga kamroq o'tkazgich tortib borish uch fazali toklar tizimining birinchi moddiy afzalligidir.



34.4-rasm.

Uch fazali tizimning ikkinchi afzalligi shundaki, uch fazali tokning kuchlanishini uchta ayrim transformatorida emas, uchta o'zakli yagona transformatorida (34.4-rasm) oshirish yoki kamaytirish mumkin. Bunday transformator rus injeneri M.O.Dolivo-Dobrovolskiy tomonidan 1889-yilda ixtiro qilingan.

Uch fazali toklarning uchinchi muhim afzalligi shundan iboratki, ularning yordamida aylanuvchi magnit maydon hosil qilish mumkin, bu maydon texnik jihatdan sodda tuzilgan elektr dvigatellarining asosida yotadi. Bu ixtiro ham M.O.Dolivo-Dobrovolskiyga tegishlidir.

Uch fazali o'zgaruvchan toklarning bu afzalliklari ularning doimiy yoki bir fazali o'zgaruvchan toklar tizimlaridan iqtisodiy samaradorligini belgilab beradi. Shuning uchun jahonda elektr tarmoqlari asosan uch fazali toklarga asoslangan.

35-§. O'zgaruvchan tok elektr dvigatellari

Elektr dvigatellar elektr energiya hisobiga mexanik energiyani yaratishga mo'ljallangan. Elektr dvigatellar aylanma harakatga mo'ljallangan bo'ladi, qo'zg'almas qismi stator, aylanuvchi qismi rotor deb ataladi. Rotor ikki podshibnikka o'rnatilgan bo'lib, mexanik nuqtai nazardan elektr dvigatellar yagona korpus - stator ichida aylanadigan rotordan iboratdir.

Elektr dvigatelga uzatilayotgan elektr quvvat doimiy toklar uchun UI ko'paytma bilan ifodalanadi. Dvigatelda oddiy o'tkazgichlardagi kabi joul issiqligi ajralib chiqadi (I^2R) va magnit

kuchlar foydali mexanik ish bajaradi: $Id\Phi / dt$ Energiya ballansi quyidagicha ifodalanadi:

$$UI = I^2 R + Id\Phi / dt, \quad (35.1)$$

Yoki:

$$P_{um} = P_{is} + P_m. \quad (35.2)$$

Bu yerda P_{um} — umumiy sarflangan quvvat P_{is} — joul issiqligiga va magnit kuchlar bajargan foydali mexanik quvvat P_m ga sarflanadi.

O'zgaruvchan toklar uchun energiya balansi murakkabroq ifodalansada, ma'nosi shunday bo'ladi.

Uch fazali o'zgaruvchan tok dvigatellarida uning statorida (qo'zg'almas tashqi qismida), uchta o'tkazgichli g'altak o'rnatilib, ularga uch fazali tok ulanishi natijasida, dvigatelning ichki, rotor joylashadigan sohasida aylanuvchi magnit maydon hosil qilinadi. Maydonning aylanish tezligi sanoat chastotasi 50Hz (minutiga 3000 aylanish) bilan mos keladi.

O'zgaruvchan tok dvigatellari sinxron va asinxron dvigatellarga bo'linadi. Agar ishchi rejimga chiqqan dvigatel rotorining aylanish tezligi magnit maydon aylanish tezligiga teng bo'lsa, bu sinxron, aks holda asinxron dvigatel deb ataladi. Asinxron dvigatellarining ishlash prinsipi elktromagnit induksiya qonuniga va Lens qoidasiga asoslanadi. Sinxron dvigatellarning ish prinsipi magnit maydonda tokli yopiq konturga kuch momentining ta'siri (28-§) bilan tushuntiriladi.

Asinxron dvigatellarning ishlash prinsipi ayniqsa sodda. Avvaliga ularning rotori aylanish o'qiga o'rnatilgan metall o'tkazgichdan iborat deylik. Aylanuvchi magnit maydon unda induksiya hodisasi tufayli Fuko toklarini vujudga keltiradi, ularning magnit maydoni tashqi aylanuvchi maydon bilan ta'sirlashib, Stoks qoidasiga ko'ra o'zaro harakatni to'xtatishga harakat qiladi, bu ta'sirlashuv natijasida rotor aylanuvchi magnit maydon ketidan harakatga keladi.

Rotorga ta'sir etuvchi kuch momenti magnit maydon oqimining o'zgarish tezligiga mutanosibdir. Rotor tinch turganda kuch momenti eng katta, rotorning tezligi oshishi bilan, magnit maydonning aylanish tezligiga yaqinlashgan sari — kamayib boradi. Rotor tashqi maydon bilan bir xil tezlikda aylansa (maydonga nisbatan qo'zg'almas bo'lsa), rotorda induksiya toklari hosil

bo'lmaydi, kuch momenti nolga teng bo'ladi. Dvigatel tashqi kuchlarga qarshi ish bajarish uchun kuch momenti bo'lishi kerak, kuch momenti bo'lishi uchun rotor tashqi maydondan sekinroq aylanishi kerak. Shu ma'noda bu dvigatellar sinxron emas, asinxron deb ataladi. ishqalanish yo'q bo'lsa, uning burchak tezligi maydonning burchak tezligigacha oshib boradi.

Rotor tashqi kuchlar hisobiga magnit maydondan tezroq aylantirilsa, induksion toklarning aylanuvchi maydon bilan ta'sirlashuvi rotorni maydon bilan baravar aylantirishga harakat qiladi, rotor tormozlanadi, uning kinetik energiyasi elektr energiyasiga aylanadi. Magnit maydonning aylanishi rotorga nisbatan teskari bo'lganda ham shunday bo'ladi: rotor tormozlanadi, uning kinetik energiyasi elektr energiyasiga aylanadi. Demak bir mashinaning o'zi ma'lum sharoitda elektr dvigatel vazifasini bajarsa, boshqa sharoitda generatorga aylanar ekan.

Asinxron dvigatelning ishlash prinsipini tushungandan keyin, uni quvvatini oshirish uchun nima qilish kerak, degan savolga o'tish mumkin. Dvigatelda vujudga keladigan kuch momenti magnit maydon oqimiga mutonosibdir. Magnit maydonni oshirish uchun tokli g'altaklarning o'zaklari ferromagnitdan, po'latdan yasaladi. Rotor hajmidagi maydon kuchli bo'lishi uchun uning korpusi ham po'latdan yasalishi kerak. Lekin po'latning solishtirma qarshiligi nisbatan katta bo'lganligi uchun Fuko toklari tufayli Joul issiqligining ajralib chiqishi ko'payadi. Bu ziddiyatni yechish uchun rotor korpusining ichida yopiq mis chulg'amlar yasaladi. Rotorning bunday tuzilishi magnit maydonni ferromagnetik-po'lat hisobiga kuchaytirish, kuchli induksion toklarni esa qarshiligi kichik bo'lgan mis halqalarda hosil qilish imkonini beradi. Magnit maydon kuchli bo'lishi uchun ferromagnit stator va rotor oralig'i kichikroq bo'lishiga harakat qilinadi.

Asinxron dvigatelning induktoridagi o'zgaruvchan tok kuchi rotorning aylanishiga bog'liq bo'ladi. Rotor tinch turganda yoki aylanish tezligi kichik bo'lganda induktordagi tok juda katta bo'lishi mumkin. Bu tok dvigatelni isitib, eritib yuborishi mumkin. Shuning uchun dvigatel zanjiriga tokni cheklab turuvchi reostat ulash tavsiya etiladi va dvigatel ishga tushirilayotganda reostat katta qarshilikka

o'rnatilishi kerak. Dvigatel tezligi oshgandan keyin reostat qarshiligi nolgacha kamaytirilishi mumkin. Asinxron dvigatelga inverter o'rnatilganda (ushbu bo'limni oxiriga qarang) bunday muammo qolmaydi.

Asinxron elektr dvigatellarning konstruksiyasi M.O.Dolivo-Dobrovolskiy ishlarida mukammallikka erishgan bo'lib, shundan beri o'tgan bir asrdan ortiq zamonda juda kam o'zgaragan.

Sinxron dvigatellarning asosiy ish rejimida rotor magnit maydonning aylanish tezligi bilan sinxron aylanadi. Ularning rotorida doimiy magnit yoki elektromagnit joylashadi. Bu magnit yo'nalishi (uning magnit momentining yo'nalishi) tashqi magnit maydonga parallel bo'lganda, ya'ni — magnit tashqi maydon bilan teng tezlikda aylanayotganda, ta'sirlashuv kuch momenti nolga teng bo'ladi. Magnit moment magnit maydondan ko'proq burilsa, yoki orqada qolsa, uning yo'nalishini muvozanat holatiga qaytaruvchi kuch hosil bo'ladi, burchak oshishi bilan qaytaruvchi kuch ham oshadi.

Sinxron dvigatel rotorining magnit momenti p_m bo'lsa, (28.4) formulaga ko'ra, unga ta'sir etuvchi kuch momentining eng katta qiymati $p_m B$ bo'ladi. Dvigatel o'qiga ta'sir etuvchi tashqi kuch momenti bundan kichik bo'lsa, dvigatel magnit maydonning doimiy aylanish tezligi $\nu = 50$ chastota bilan sinxron aylanadi. Dvigatel o'qiga bundan ortiq kuch momenti ta'sir etayotgan bo'lsa, dvigatel $\nu = 50$ Hz tezlik bilan aylanolmay, sekinroq aylanadi, quvvati keskin kamayib ketadi.

Shunday qilib sinxron dvigatel asosiy ish tartibida doimiy tezlik bilan aylanuvchi, cheklangan kuch momentiga mo'ljallangan qurilmadir. Avtomobillarning ichki yonuv dvigatellaridan farqli ravishda, katta quvvatli sinxron dvigatellarning tezligini, quvvatini o'zgartirish, moslashtirish qiyin.

Jumladan, dvigatel endi tokka ulanganda, endi aylana boshlaganda shunday qiyinchilik bo'ladi, dvigatelning amaldagi mexanik quvvati shunchalik kichik bo'ladiki, tezligini oshirib, asosiy ish holatiga chiqib olishi qiyin bo'ladi.

Uch fazali sinxron va asinxron dvigatellarning yaratilganiga bir asrdan ortiq vaqt o'tdi. Shu davrda dvigatelga ulanadigan elektr kuchlanishi, uning chastotasi o'zgarmas miqdor bo'lardi. Nihoyat 1990-yillardan boshlab bu sohada inqilobiy o'zgarish ro'y berdi:

invertor, «chastotalarni o'zgartiruvchi» qurilmalar yasaldi. Rus ilmiy va texnik adabiyotida — «преобразователь частоты» atamasi ham qo'llaniladi. Bu qurilmalar raqamli boshqaruvga ega, ularni programmalashtirilgan tarzda kompyuter texnikasi boshqaradi. Ular tarixan chastotani o'zgartiruvchi deb atalsada, mazmunan elektr tarmoqlaridan kelgan chastotani ham, kuchlanishni ham o'zgartiradi, boshqarib turadi. Ya'ni tarmoqdan kelgan standart chastotali va kuchlanishli elektr energiya hisobiga elektr dvigatelga aynan shu damda qo'yilgan talabga muvofiq kerakli chastota, kuchlanish, hatto, kuchlanish fazasining kerakli qiymatlarini beradi. Invertor chastotasi 0 dan 1600 Hz gacha uzluksiz o'zgarishi mumkin, ayrim qurilmalarda 3000 Hz dan ortiq chastota va shunga mos elektrodvигatel aylanish tezligi olingani haqida ma'lumotlar bor. Bu tezlik shunchalik kattaki, unga mos potshibniklar yaratilishi ham texnik muammodir.

Invertor yordamida quyidagilarni amalga oshirish mumkin:

- Dvigatelga uzatiluvchi kuchlanishni programmali boshqarish;
- Dvigatelga uzatiluvchi tok chastotasini programmali boshqarish;
- Invertor ekranida dvigatelning aylanish tezligi, tok kuchi va kuchlanish, mexanik quvvat, kuch momenti kabi parametrlarni ko'rish;
- Dvigatelga uzatiluvchi tok parametrlarini o'zgartirish hisobiga uni ishga tushirish, aylanish tezligini asta-sekin o'zgartirish, tormozlash, aylanish yo'nalishini o'zgartirish;

Texnologik jarayonlarda bunday o'zgartishlarga zarurat bo'lib turadi, ularni amalga oshirish uchun o'chirish-yoqish, induktiv qarshilik ulash va boshqa usullardan foydalanilgan. Ularning o'rniga invertorning qo'llanishi elektr energiyani ikki martagacha tejash imkonini beradi. Ilgari aylanish tezligi doimiy bo'lgan jarayonlarda kerakli tezlikni o'rnatish mumkin bo'ladi. Texnologik jarayonlarni aniq meyoriy talablarga muvofiq olib borish, mahsulotlarning sifatini oshirish, texnikaning unumdorligini oshirish va uzoq vaqt buzilmasdan ishlash imkoniyati paydo bo'ladi. Jumladan invertorlar elektr dvigatellarining kuyib qolishini to'liq bartaraf etadi.

Invertorlarni turli sohalaridagi foydali qo'llanish imkoniyatlari hali to'liq aniqlanmagan.

Savol va masalalar

- 35.1. O'zgaruvchan tokning qanday parametrlari bor?
- 35.2. O'zgaruvchan tokning sanoat chastotasi nimaga teng?
- 35.3. Uzunligi 40 sm bo'lgan ingichka po'lat sterjen simmetriya nuqtasi atrofida aylanmoqda. Aylanish chastotasi qanday bo'lganda sterjen uzilib ketadi?

36-§. O'zgaruvchan tokni to'g'rilash

Elektr asboblarda doimiy kuchlanish, doimiy tokni talab qiladigan joylar uchraydi. Bunday holda o'zgaruvchan tokdan doimiy tok olish jarayoni o'zgaruvchan tokni to'g'rilash deb ataladi.

O'zgaruvchan tok ham qiymat jihatdan, ham ishorasi o'zgarib turuvchi tokdir. Tokni to'g'rilash — o'zgaruvchan tokni faqat bir yo'nalishdagi qismini o'tkazishdan iborat. Dastlab bunday jarayon uchun ikki elektrodli elektron lampalardan - diodlardan foydalanilgan. Lekin yarimo'tkazgichlar texnikasi rivojlanishi bilan yarimo'tkazgichli diodlar qo'llanila boshladi (36.1-rasm).



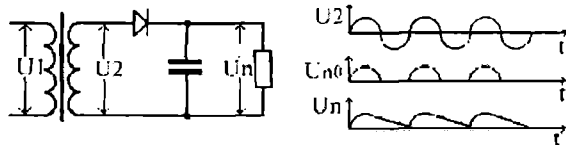
36.1-rasm.



36.2-rasm.

Diodning elektr sxemasidagi belgilanishi 36.2-rasmda ko'rsatilgan. Yarimo'tkazgichli diod shunday asbobji, uning bir tarafiga, anodiga musbat kuchlanish berilganda, uning qarshiligi nolga teng va undan maksimal tok oqadi. Diodning anodiga manfiy kuchlanish berilganda, uning qarshiligi juda katta bo'ladi va undan deyarli tok o'tmaydi. Shunday qilib yarimo'tkazgichli diod - bir tarafga qarab tok o'tkazadi.

Tokni to'g'rilovchi qurilma transformator va uning ikkilamchi g'altagiga ketma-ket ulangan dioddan iborat bo'ladi (36.3-rasm). Transformator tok manbaiga ulanganda uning ikkilamchi g'altagida ishorasi o'zgarib turuvchi davriy EYuK vujudga keladi (U_2 grafikka qarang), bu kuchlanish diodning yo'nalishiga mos kelganda — ikkilamchi zanjirdan tok o'tadi (36.3-rasmdagi ikkinchi grafikka

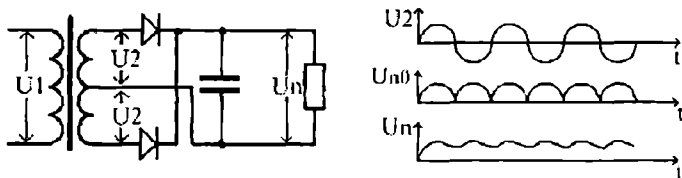


36.3-rasm.

qarang), kuchlanish teskari bo'lganda — tok o'tmaydi. Hosil bo'lgan tok notekis va uzilishlarga ega.

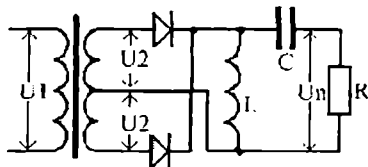
Tokni nisbatan tekis qilish uchun ikkilamchi zanjirga kondensator ulash mumkin. Notekis tokning zaryadlari kondensatorni zaryadlab-razryadlanib, tashqi zanjirdagi kuchlanish va tok nisbatan tekisroq bo'ladi (U_n - grafikka qarang). Kondensatorning sig'imi kattaroq bo'lsa, zanjirdagi tok doimiy tokka yaqinlashadi, kondensator tok impulslarini tekislovchi filtr vazifasini bajaradi.

Ikki diodli to'g'rilagichda (36.4-rasm) o'zgaruvchi tokning ikkala yarim davri to'g'rilanadi, to'g'rilangan tok kuchi uzluksiz bo'ladi, zanjirga kondensatorning ulanishi zanjirdagi tok kuchini doimiy tokka yanada yaqinlashtiradi.



36.4-rasm.

Boshlang'ich o'zgaruvchan tok $I(t) = I_0 \cos \omega t$ bo'lsa, to'g'rilangan tokni $I_r(t) = I_0 |\cos \omega t|$ tarzda matematik ifodalash mumkin. To'g'rilangan tok garmonik bo'lmasada davriy funksiyadir, uning chastotasi dastlabki o'zgaruvchan toknikiga nisbatan ikki marta



36.5-rasm.

ortiqdir (buni 36.4-rasmdagi grafiklardan ham ko'rish mumkin). To'g'rilagich zanjiriga kondensator va induktiv g'altakni parallel ulaylik (36.5-rasm). Ularning elektr o'tkazuvchanligi tokning xa-

rakteristikasiga kuchli bog‘liqdir: kondensatorniki ωC kabi, induktiv g‘altakniki $1/\omega L$ kabi. Natijada induktiv g‘altakdan — doimiy tok o‘tadi, kondensatordan — o‘zgaruvchan tok $I_{2\omega}$ o‘tadi. Shunday qilib chastotasi ikki marta oshirilgan o‘zgaruvchan tok hosil qilinadi.

Radiofizikada o‘zgaruvchan signallar bilan ishlashning turli imkoniyatlari yaratilgan.

Muhim formulalar

- Induktiv g‘altakda tokning paydo bo‘lishi va so‘nishi:

$$I(t) = \frac{U_0}{R} \left(1 - \exp\left(-\frac{R}{L}t\right) \right), \quad I = I_0 \exp\left(-\frac{R}{L}t\right).$$

- Kondensatorning zaryadlanishi va razryadlanishi:

$$q(t) = CU_0(1 - \exp(-t/RC)), \quad q(t) = CU_0 \exp(-t/RC).$$

- O‘zgaruvchat tok va kuchlanish: $I(t) = I_0 \sin(\omega t)$, $U(t) = U_0 \sin(\omega t)$.

- O‘zgaruvchan tok uchun amplituda va effektiv qiymat:

$$I_0 = \sqrt{2}I_{ef}, \quad U_0 = \sqrt{2}U_{ef}.$$

- O‘zgaruvchan tok uchun Om qonuni: $I_0 = U_0 / Z$, $|I_0| = U_0 / |Z|$.

- O‘zgaruvchan tok quvvati:

$$P_{ef} = \frac{1}{2}U_0I_0 \cos \alpha = U_{ef}I_{ef} \cos \alpha,$$

$$P = \frac{U_0^2}{2} \operatorname{Re}\left(\frac{1}{Z}\right) = \frac{U_0^2}{2|Z|^2} \operatorname{Re}(Z) = \frac{I_0^2}{2} \operatorname{Re}(Z).$$

- Ketma-ket zanjirning kompleks qarshiligi:

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

- Parallel zanjirning kompleks o‘tkazuvchanligi:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + \frac{1}{i\omega L} + i\omega C, \quad \left|\frac{1}{Z}\right| = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right)^2}$$

- Transformatorida ikkilamchi kuchlanish: $U_2 = \frac{N_2}{N_1}U_1$.

- Doimiy tok dvigatelida quvvatlar ballansi: $UI = I^2R + Id\Phi/dt$.

- To‘g‘rilangan tok formulasi: $I_r(t) = I_0 |\cos \omega t|$.

ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

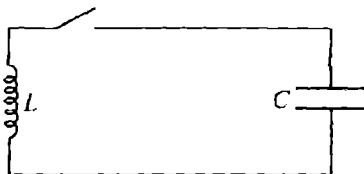
37-§. Tebranma kontur

Mexanikada moddiy jismlarning tebranishlari o'rganiladi. Matematik mayatnik, fizik mayatnik, tarang tortilgan tor, havo, suv, hatto yer ham tebranishi mumkin. Elektr va magnitizm fanida esa zaryad miqdori, tok kuchi, potentsiallar farqi, elektr va magnit maydon energiyasi, elektr maydon kuchlanganligi, magnit induksiya va magnit induksiya oqimi kabi fizik miqdorlar o'rganilar ekan, biron sharoitda ularning ham tebranishini, garmonik o'zgarishini kutish mumkin.

6-§ da elektr maydonda elektr dipolga ta'sir etuvchi kuch momenti o'rganilgan edi. Elektr dirol momenti \bar{p} elektr maydon kuchlanganligi bilan α burchak hosil qilsa, dipolni maydon yo'nalishiga buruvchi kuch momenti hosil bo'ladi: $N = -PE\sin\alpha$, minus ishora kuch momentining yo'nalishi α burchakka nisbatan teskari ekanligini ko'rsatadi. Bunday kuch momenti ta'sirida dipolni elektr maydon yo'nalishi atrofida tebranishlari vujudga keladi. Burchak kichkina bo'lganda tebranishlar garmonik bo'ladi.

Xuddi shunday 28-§ da magnit momentli zarra magnit induksiya yo'nalishi atrofida tebranishi tahlil etilgandi.

Tabiatdagi atom va molekullarning ko'pchiligi elektr dipol momentiga va ko'pchiligi magnit momentga egadir, demak ular elektr va magnit maydonlarda tebranar ekan, bunday tebranishlar tabiatda keng tarqalgan ekan.



37.1-rasm.

Ushbu bo'limda tebranma konturni va undagi elektr va magnit tebranishlarni o'rganamiz. Tebranma kontur kondensator C va induktiv L g'altakdan iborat sistemadir (37.1-rasm). Induktiv g'altakning aktiv qarshiligini keyingi

bo'limda hisobga olamiz. Induktiv g'altak o'ta o'tkazgichdan iborat bo'lsa, uning aktiv qarshiligi nolga teng bo'ladi.

Dastlab kondensator q_0 zaryad bilan zaryadlangan, undagi elektr maydon energiyasi $W_0 = q_0^2 / 2C$ bo'lsin. Kondensator qoplamalaridagi teskari ishorali zaryadlar bir-biri bilan tortishgani bilan, qoplamalar orasi dielektrik bilan to'ldirilgani uchun zaryadlar qo'zg'almas qoladi.

Kondensator qoplamalari induktiv g'altak uchlariga ulansa, kondensator g'altak orqali razryadlana boshlaydi, zanjirda $I(t) = dq / dt$ tok oqadi. Tok oqishi natijasida magnit maydon va u bilan bog'liq energiya $W_B = LI^2 / 2$ vujudga keladi, kondensatordagi zaryad va energiya esa kamaya boradi: $W_E = q^2(t) / 2C$ Sistemada aktiv qarshilik bo'lmagani uchun umumiy energiya o'zgarmaydi:

$$W_E + W_B = W_0,$$

$$\frac{q^2}{2C} + \frac{L}{2} I^2 = W_0. \quad (37.1)$$

Kondensator razryadlana borib, nihoyat biron damda to'liq razryadlanadi: $q = 0$, zanjirdagi tok kuchi I_0 bu paytda eng katta bo'lib, sistemaning butun energiyasi magnit maydon $LI_0^2 / 2$ energiyasiga aylanadi. Energiyani saqlanish qonuniga asosan sistemadagi maksimal tok I_0 ni topishimiz mumkin:

$$\frac{q_0^2}{2C} = \frac{J_0^2}{2}, \quad v_0 = \frac{q_0}{\sqrt{LC}} \quad (37.2)$$

Bu jarayonda elektromagnit induksiya qonuni aktiv ishtirok etadi. Om qonuniga ko'ra zanjirga potentsiallar farqi ulansa, birdaniga $I = U / R = \infty$ katta tok kuchi vujudga kelishi kerak, lekin induksiya hodisasi tufayli tok kuchining oshib borishi asta sekin bo'ladi, buni biz 31-§ ko'rib chiqqan edik. Shuning uchun kondensator razryadlanib, tok kuchi eng katta qiymatga erishguncha, elektr va magnitizm qonunlariga ko'ra vaqt kerak bo'ladi, buni biz quyida hisoblaymiz.

Tokning dastlabki sababchisi bo'lgan kondensatordagi potentsiallar farqi nolga aylangan paytda tok kuchi maksimal qiymatiga

erishadi. Bundan keyin elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra, tok kuchi birdaniga nolga aylanmaydi, 31-§ da ko'rilganidek, tok oqishi davom etib, tok kuchi asta-sekin kamaya boradi. Tok oqishining davom etishi kondensatorni zaryadlay boshlaydi, lekin bunda kondensator qoplamalarining ishorasi dastlabki holdagiga nisbatan teskari bo'ladi. Tok kuchi nolga aylangan paytda, kondensator dastlabki zaryad q_0 ga va dastlabki energiya $W_0 = q_0^2 / 2C$ ga ega bo'ladi.

Shunday qilib tebranma konturda tebranishning yarim davri tugaydi. Bu yarim davr ichida:

- tok kuchi noldan maksimal qiymatiga yetdi va so'ngra nolgacha kamaydi;
- kondensator zaryadi maksimal qiymatidan nolgacha kamaydi, so'ngra teskari ishorali maksimal qiymatga erishdi;
- magnit maydon energiyasi noldan maksimal qiymatgacha oshdi va nolgacha kamaydi;
- kondensatordagi elektr maydon energiyasi maksimal qiymatdan nolgacha kamaydi, so'ngra yana maksimal qiymatgacha oshdi;
- kondensatordagi potentsiallar farqi va magnit maydon oqimi ham zaryad va tok kuchi kabi yarim davrga tebrandi.

Bundan keyin kondensator razryadlanib, yana teskari ishora bilan zaryadlanib, tebranma konturdagi tebranishning bir davri tugaydi. Bu jarayonda energiya saqlanadi.

O'quvchi bu jarayonlarni batafsil o'rganib, kelajakda umumta'lim maktab va kollejlarning o'quvchilariga tushuntirib berishga tayyorlanishi kerak.

Tebranma konturdagi jarayonlarni matematik tarzda o'rganishga kirishaylik. Kirxgoffning ikkinchi qoidasiga ko'ra yopiq konturdagi elektr yurituvchi kuchlar yig'indisi (induksiya EYuK $E = -LdI / dt$) zanjirdagi potensial tushish $U = q / C$ ga teng bo'lishi kerak:

$$-L \frac{dI}{dt} = \frac{q}{C}. \quad (37.3)$$

$I(t) = dq / dt$ tenglikdan foydalansak:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0, \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (37.4)$$

Garmonik tebranishlarning keltirilgan tenglamasini hosil qildik. Tenglamadagi ω_0 — tebranma konturning xususiy tebranishlar chastotasi deb ataladi.

Tenglamaning yechimini quyidagicha izlaymiz:

$$q(t) = A \exp(kt). \quad (37.5)$$

Bu ifodani (37.4) differensial tenglamaga qo‘yib, quyidagi algebraik tenglamani topamiz:

$$k^2 + \omega_0^2 = 0. \quad (37.6)$$

Bu tenglama differensial tenglamani xarakteristik tenglamasidir. Uning yechimi: $k = \pm i\omega_0$, demak:

$$q(t) = q_1 \exp(i\omega_0 t) + q_2 \exp(-i\omega_0 t). \quad (37.7)$$

Ekspontentalarni Eyler formulasiga ko‘ra yozishimiz mumkin:

$$\exp(i\omega_0 t) = \cos \omega_0 t + i \sin \omega_0 t, \quad \exp(-i\omega_0 t) = \cos \omega_0 t - i \sin \omega_0 t,$$

$$q(t) = A \cos \omega_0 t + B \sin \omega_0 t, \quad A = q_1 + q_2, \quad B = i(q_1 - q_2). \quad (37.8)$$

Shunday qilib (37.4) tenglamaning (37.7) yechimi bilan (37.8) yechimi ekvivalent ekan. Tenglama yechimining yana bir ko‘rinishini topamiz. A, B o‘zgarmas sonlarning o‘rniga Q, α o‘zgarmas sonlarni quyidagicha kiritaylik:

$$A = Q \sin \alpha, \quad B = Q \cos \alpha,$$

unda:

$$q(t) = Q [\sin \alpha \cos \omega_0 t + \cos \alpha \sin \omega_0 t] = Q \sin(\omega_0 t + \alpha). \quad (37.9)$$

Shunga o‘xshash, yechimni

$$q(t) = Q \cos(\omega_0 t + \alpha - \pi / 2) \quad (37.10)$$

shaklga ham keltirish mumkin.

Xullas (37.4) tenglamaning yechimi (37.7)—(37.10) turlicha shaklda yozilishi mumkin va bu yechimlar ekvivalentdir. Ularning hammasida xarakteristik tenglamaning yechimi ishtirok etadi. Tenglamaning yechimini ulardan biri yordamida ifodalash mumkin. Yechimlardagi doimiylar tebranishlarning boshlang‘ich holatiga asosan aniqlanadi.

(37.4) ikkinchi darajali differensial tenglamaning boshlang'ich shartlari quyidagicha bo'lsin:

$$q(0) = q_0, \quad I(0) = I_0 = 0. \quad (37.11)$$

Unda yechimni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$q(t) = q_0 \cos \omega_0 t. \quad (37.12)$$

Bunga asosan boshqa fizik miqdorlarni ham hisoblashimiz mumkin:

$$I(t) = dq / dt = -q_0 \omega_0 \sin(\omega_0 t),$$

$$W_E = q_0^2 \cos^2(\omega_0 t) / 2C,$$

$$W_B = Lq_0^2 \omega_0^2 \sin^2(\omega_0 t) / 2 = q_0^2 \sin^2(\omega_0 t) / 2C.$$

Tebranish davri:

$$T = 2\pi / \omega_0 = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (37.13)$$

Shunday qilib, tebranma konturda zaryad va tok kuchi, elektr va magnit maydonlar, ularning energiyalari - garmonik tebranar ekan, tebranma konturda so'nmas tebranishlar ro'y berar ekan.

Yuqorida o'zgaruvchan tokning kondensator va induktiv g'altakning parallel zanjiridan o'tishi tekshirilgan edi (32-§). Tashqi chastota tebranma konturning tebranishlar xususiy ω_0 chastotasiga tenglashganda rezonans ro'y berishi ta'kidlagan edi. Rezonansning mazmuni shundan iborat ediki, tashqi zanjirda tok bo'lmagan holda, tebranma konturda yopiq zanjir bo'yicha tebranma xarakterdagi toklar oqardi. Bu tebranishlar dastlab tashqi garmonik kuchlanishdan energiya olib, so'ngra cheksiz davom etishi mumkin.

Savol va masalalar

37.1. Qanday elektromagnit miqdorlarni bilasiz?

37.2. Elektr va magnit dipollar qanday kuchlarning ta'sirida tebranadi?

37.3. Tebranma konturda qanday fizik miqdorlarning tebranma o'zgarishi ro'y beradi? Bu tebranishlar qanday kuchlarning ta'sirida ro'y beradi?

37.4. Tebranma konturdagi tebranishlarda qanday fizik miqdor saqlanadi?

38-§. So‘nuvchi elektromagnit tebranishlar

Tebranma konturdagi induktiv g‘altakning qarshiligi hisobga olinsa, (37.3) tenglamaning o‘ng tarafiga qarshilikdagi potensial tushishni ham qo‘shish kerak bo‘ladi:

$$-L \frac{dI}{dt} = \frac{q}{C} + IR. \quad (38.1)$$

$I(t) = dq / dt$ tenglikdan foydalansak:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (38.2)$$

Bu yerda $\beta = R / 2L$, $\omega_0 = 1 / \sqrt{CL}$. Qarshilik mavjud bo‘lgan holda tebranma konturdagi kondensator zaryadi uchun differensial tenglama yozildi.

Tenglama yechimini quyidagicha izlaymiz:

$$q = \exp(-\beta t)Q. \quad (38.3)$$

Hosilalarni hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= \exp(-\beta t) \left(\frac{dQ}{dt} - \beta Q \right), \\ \frac{d^2q}{dt^2} &= \exp(-\beta t) \left(\frac{d^2Q}{dt^2} - 2\beta \frac{dQ}{dt} + \beta^2 Q \right). \end{aligned}$$

Bularni (38.2) tenglamaga qo‘yib, Q uchun differensial tenglama topamiz:

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + (\omega_0^2 - \beta^2)Q = 0. \quad (38.4)$$

Topilgan tenglamaning yechimi $\omega_0^2 - \beta^2$ ifodaning ishorasiga bog‘liq. Ifoda manfiy bo‘lganda tenglamaning yechimi $Q = q_0 \exp\left(-\sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}t\right)$ kondensatordagi zaryadning uzluksiz kamayib borishini ifodalaydi, konturda tebranishlar ro‘y bermaydi. Bu hol β , demak aktiv qarshilik nisbatan katta bo‘lganda ro‘y beradi. Chegaraviy holat $\omega_0^2 = \beta^2$, $R = 2\sqrt{L/C}$ bo‘lganda amalga oshadi. Bunda tenglama $d^2Q / dt^2 = 0$, yechim esa $Q = q_1 + q_2 t$,

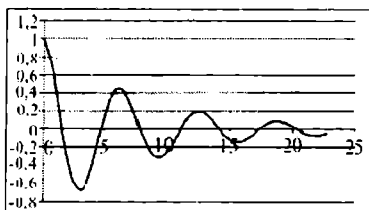
demak $q(t) = \exp(-\beta t)(q_1 + q_2 t)$ bo'ladi, bu yechim ham kondensator-dagi zaryadning kamayib borishini ifodalaydi.

$\omega_0^2 - \beta^2 > 0$, $R < 2\sqrt{L/C}$ bo'lganida (38.4) tenglama so'n-mas garmonik tebranishlar tenglamasiga aylanadi. Belgilash kiritaylik: $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ Bu belgilash ishtirokida (38.4) tenglama $d^2Q/dt^2 + \omega^2 Q = 0$ shaklga keladi va avvalgi bo'limda ko'rganimizdek quyidagi yechimga ega bo'ladi:

$$Q(t) = q_0 \sin(\omega t + \alpha). \quad (38.5)$$

Umumiy yechim esa, quyidagicha bo'ladi:

$$q(t) = q_0 \exp(-\beta t) \sin(\omega t + \alpha). \quad (38.6)$$



38.1-rasm.

So'nuvchi tebranishlarning grafi 38.1-rasmida keltirilgan. Tokning so'nuvchi tebranishlari uchun formula (38.6) yechim va $I(t) = dq/dt$ munosabat bo'yicha topiladi.

Shunday qilib, tebranma kon-turda tebranishlar ro'y berishi uchun qarshilik yetarlicha kichik

bo'lishi kerak: $R < 2\sqrt{L/C}$. Bunda tebranishlarning chastotasi erkin tebranishlarnikidan kichik bo'ladi: $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$, davri esa kattaroq bo'ladi:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} = \frac{2\pi\sqrt{LC}}{\sqrt{1 - CR^2/4L}}. \quad (38.7)$$

Tebranishlarni amplitudasi vaqt o'tishi bilan eksponen-sial ravishda kamayib boradi: $q_0 \exp(-\beta t)$ Bir tebranish davomida amplitudaning o'zgarishi $\exp(-\beta T)$ bo'lib, bu miqdor-ni logarifmi (logarifmning moduli) $\delta = \beta T$ so'nishning logarifmik dekrementi deb ataladi. Masalan, so'nishning logarifmik dekrementi $\delta = 0.03$ bo'lsa, bir tebranish davrida amplituda $A \exp(-0.03) \approx A(1 - 0.03) = A \cdot 0.97$ ko'effitsiyent bilan kamayadi, 10 tebranishda: $A \{\exp(-0.03)\}^{10} = A \exp(-0.3) = A \cdot 0.74$ ko'effitsiyent bilan kamayadi.

Savol va masalalar

38.1. So‘nuvchi tebranishlar va erkin tebranishlar chastotasi qanday farq qiladi?

38.2. So‘nishning logarifmik dekrementi deb nimaga aytiladi?

38.3. Tebranma konturda tebranishlar ro‘y berishi uchun qarshilik qanday shartga bo‘ysinishi kerak?

38.4. Tebranma konturdagi to‘liq energiya qanday kamayadi?

Muhim formulalar

• Erkin tebranishlar davri: $T = 2\pi\sqrt{LC}$

• Tebranma kontur uchun energiyaning saqlanish qonuni:

$$\frac{q^2}{2C} + \frac{L}{2} I^2 = W_0.$$

• Tebranma konturdagi maksimal zaryad va maksimal tok orasidagi bog‘lanish: $I_0 = q_0 / \sqrt{CL} = \omega_0 q_0$.

• Zaryad uchun erkin tebranishlar tenglamasi: $\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0$.

• Elkin tebranishlarning uch ekvivalent ifodasi:

$$q(t) = q_1 \exp(i\omega_0 t) + q_2 \exp(-i\omega_0 t),$$

$$q(t) = A \cos \omega_0 t + B \sin \omega_0 t,$$

$$q(t) = Q \sin(\omega_0 t + \alpha).$$

• So‘nuvchi tebranishlarning keltirilgan tenglamasi:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0.$$

• So‘nuvchi tebranishlar chastotasi: $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$

• So‘nuvchi tebranishlar formulasi:

$$q(t) = q_0 \exp(-\beta t) \sin(\omega t + \alpha).$$

• So‘nishning logarifmik dekrementi: $\delta = \beta T$

ELEKTROMAGNIT MAYDON UCHUN MAKSVELL TENGLAMALARI VA ELEKTROMAGNIT TO'LOQLAR

39-§. Elektr va magnit maydonlarning nisbiyligi

Elektr va magnit maydonlar orasidagi chuqur bog'lanishni o'tmishdagi ulug' allomalar ham izlashgan. Bu izlanishlar natijasida Ersted elektr toklari magnit maydon hosil qilishini, Amper esa magnit maydon tokli o'tkazgichlarga ta'sir etishini topgan. Faradey tajribalari esa o'zgaruvchi magnit maydon elektr maydon, elektr yurituvchi kuchni vujudga keltirishini kashf etgan.

Yopiq o'tkazgich halqa doimiy magnitga nisbatan qo'zg'almas bo'lsa, unda elektr maydon bo'lmaydi, harakatda bo'lsa, magnit oqim o'zgarib, elektr maydon induksiyalanadi, elektr maydon vujudga keladi.

Qo'zg'almas zaryadlar atrofida faqat elektr maydon vujudga keladi, kuzatuvchi turli tajribalarda elektr maydon mavjudligini o'lchaydi. Kuzatuvchi harakatlansa, zaryadlar unga nisbatan harakatda bo'ladi va elektr maydondan tashqari magnit maydon hosil qiladi. Demak, kuzatuvchi bir tajribada faqat elektr maydonni kuzatsa, boshqa tajribada elektr maydondan tashqari magnit maydon mavjudligi haqida xulosa chiqaradi, bu maydonlarning nisbiyligi haqida xulosa chiqaradi.

Bunday kuzatuvchi bilan fikriy tajribalar yordamida batafsil o'rganishni davom ettiramiz.

1. Bir sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tganda elektr va magnit maydonlar asosan saqlanadi. Bu fikr to'g'riligi ayniqsa ikki sanoq sistema orasidagi tezlik \vec{v} kichik bo'lganda tasdiqlanadi, $\vec{v} = 0$ bo'lganda $\vec{E} = \vec{E}'$, $\vec{B} = \vec{B}'$ bo'lishi kerak.

2. Biron K' sanoq sistemasida elektr maydon \vec{E}' , magnit maydon \vec{B}' mavjud bo'lsin. Bu maydonda zaryadli zarra \vec{v} tezlik bilan harakatlansa, unga

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}' \quad (39.1)$$

Lorens kuchi ta'sir etadi. Bu kuch ta'sirida zarra spiralsimon trayektoriya bo'yicha harakatlanadi. Zarraning bunday murakkab harakatlanishini hatto zarra bilan birga harakatlanayotgan, K' sistemaga nisbatan tezligi $\vec{V} = \vec{v}$ bo'lgan kuzatuvchi ham sezadi (zarra va kuzatuvchi qo'zg'almas bo'lgan bu sanoq sistemasini K deb belgilaymiz). Lekin bu kuzatuvchi uchun zarra qo'zg'almas bo'lgani uchun (qo'zg'almas zaryadga magnit maydon ta'sir etmaydi), u zarraga elektr maydon ta'sir etmoqda degan xulosa chiqaradi. Zarraning dastlabki sistemaga nisbatan spiralsimon trayektoriya bo'ylab harakatini tahlil etib, kuzatuvchi unga asosiy maydondan tashqari

$$\vec{E} = \vec{E}' + \vec{V} \times \vec{B}' \quad (39.2)$$

qo'shimcha elektr maydon ta'sir etmoqda, degan xulosaga keladi, Bu yerda \vec{V} — o'zining dastlabki, K' sistemaga nisbatan tezligi, ikki sanoq sistema orasidagi tezlik. Demak, kuzatuvchining harakatlanishi \vec{B}' magnit maydondan $\vec{V} \times \vec{B}'$ elektr maydon vujudga kelishiga olib keldi, magnit maydondan elektr maydon vujudga keldi. Bu mulohazalar elektr va magnit maydonlarning nisbiyligini miqdoriy ravishda ko'rsatmoqda.

3. Boshqa tajribada K' sistemada magnit maydon \vec{B}' dan tashqari koordinata boshida qo'zg'almas zaryad turgan bo'lsin va uning elektr maydoni

$$\vec{E}' = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}'}{r'^3} = \frac{\mu_0 c^2}{4\pi} \frac{q}{r'^3} \vec{r}' \quad (39.3)$$

bo'lsin. Bu sanoq sistemasidan — \vec{V} tezlikka ega bo'lgan K sanoq sistemasiga o'tsak, nuqtaviy zaryadning tezligi \vec{v} bo'ladi ($\vec{v} = -\vec{V}$). Zarra harakatlangani uchun Bio-Savar-Laplas qonuniga ko'ra magnit maydon hosil qiladi:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times (\vec{r} - \vec{r}_q)}{|\vec{r} - \vec{r}_q|^3} = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\vec{v} \times \vec{r}'}{r'^3} = \frac{\vec{v} \times \vec{E}'}{c^2}. \quad (39.4)$$

Bu yerda $\vec{r} - \vec{r}_q$ — zaryadda boshlanib, maydon hisoblanayotgan nuqtada tugovchi vektor, aynan \vec{r}' ga teng. K' sistemada magnit maydon \vec{B}' ham borligini, $\vec{v} = -\vec{V}$ ekanligini hisobga olsak:

$$\vec{B} = \vec{B}' - \frac{1}{c^2} \vec{V} \times \vec{E}' \quad (39.5)$$

Shunday qilib Lorens kuchi va Bio-Savar-Laplas qonunlariga asosan elektr va magnit maydonlarni bir sanoq sistemasidan ikkinchi sanoq sistemasiga o'tkazish formulalari (39.2) va (39.5) ni hosil qildik. Almashtirish formulalari sanoq sistemalar orasidagi tezlik \vec{V} orqali yozildi. Bu tezlik nolga teng bo'lsa, $\vec{E} = \vec{E}'$ va $\vec{B} = \vec{B}'$ bo'ladi.

Topilgan formulalar elektr va magnit maydonlar orasidagi chuqur bog'lanishlarni ko'rsatadi, shuning uchun **elektr va magnit maydonlar yagona elektromagnit maydonning tashkil etuvchilari ekan**. Geometrik figura — uchburchakni turli tarafdin qarasak, turlicha ko'rinadi, hatto yonidan qaraganda to'g'ri chiziq kesmasi bo'lib ko'rinadi. Zarra tezligi \vec{v} vektorini turli sanoq sistemalaridan o'rgansak, uning tashkil etuvchilari v_x , v_y , v_z turlicha bo'ladi, uning moduli ham o'zgarishi mumkin. Shunga o'xshab, elektromagnit maydonni turli tezlikdagi sanoq sistemalaridan o'rgansak, elektr va magnit maydonlar turlicha bo'ladi. Bundan elektr va magnit maydonlarning nisbiyligi, kuzatuv sanoq sistemasiga bog'liqligi kelib chiqadi. Zarraning koordinatasi, tezligi, impulsi, kinetik energiyasi nisbiy miqdorlar bo'lib, biz bunga ajablanmaymiz. Bu nisbiy miqdorlar qatoriga yana elektr va magnit maydonlar ham qo'shilar ekan.

K sanoq sistema K' sistemaga nisbatan Ox' o'qi bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsin, \vec{V} faqat bitta V_x tashkil etuvchiga ega bo'lsin. Shu holda (39.2) va (39.5) tengliklarni koordinatalarga ajratib yozaylik:

$$E_x = E_x \quad E_y = E_y' - VB_z \quad E_z = E_z' + VB_y \quad (39.6)$$

$$B_x = B_x \quad B_y = B_y' + \frac{1}{c^2} VE_z, \quad B_z = B_z' - \frac{1}{c^2} VE_y \quad (39.7)$$

Maxsus nisbiylik nazariyasi fizik miqdorlarni, fizika qonunlarini bir sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tganda o'zgarishini o'rganuvchi fizikaning bo'limidir. Elektr va magnit maydonlarning nisbiyligini ham aynan nisbiylik nazariyasi mukammal o'rganadi.

Bu yerda nisbiylik nazariyasining mavzuga doir yutuqlarini esga olamiz.

Nisbiylik nazariyasida elektr va magnit maydonlar yagona elektromagnit maydon tenzorining tashkil etuvchilari ekanligi ko'rsatiladi.

Fizikada skalyar miqdorlar mavjud (masalan massa, bosim), ular bitta son bilan ifodalanadi.

Vektor miqdorlar qiymatidan tashqari yo'nalishiga ham ega bo'ladi, koordinata o'qlarida uchta tashkil etuvchiga ega bo'ladi. Vektorning yo'nalishi koordinata o'qlaridan biriga mos kelsa, vektorning uchta tashkil etuvchisidan ikkitasi nolga teng bo'ladi. Bu vektorni boshqa koordinata sistemasida ko'rilsa, uchta tashkil etuvchiga ega bo'ladi. Bunga ko'ra koordinata o'qlarini burganimizda vektorning bitta boshlang'ich tashkil etuvchisi yangi sistemada uchta o'qqa ham proeksiya berdi, uchta o'qdan ham ko'rina boshladi.

Tenzor miqdor — murakkab fizik miqdor bo'lib, uning to'qqizta tashkil etuvchisi (yoki bundan ham ko'p, masalan 27 ta) bo'ladi. Bu tashkil etuvchilar koordinata o'qlari bilan bog'liq bo'lib, koordinata o'qlari qulay tanlansa, bu tashkil etuvchilarning bir nechitasi nol bo'lishi mumkin. Tenzor miqdorni boshqa koordinata sistemasida o'rgansak, uning tashkil etuvchilari boshqacha bo'ladi.

Nisbiylik nazariyasi fizik dunyo to'rt o'lchovli ekanligini isbotlaydi, undagi skalyar miqdorlar bir son bilan ($4^0=1$), vektor miqdorlar — to'rt son bilan ($4^1=4$), eng sodda tenzorlar — o'n olti son bilan (tashkil etuvchi bilan) tasvirlanadi. Jumladan nisbiylik nazariyasida elektromagnit maydon elektromagnit maydon antisimmetrik tenzori bilan tasvirlanadi. Matematika qonunlariga ko'ra bu tenzorning to'rt elementi nol bo'lib, qolgan 12 elementidan oltitasi qolgan oltitasiga teng (teskari ishora bilan), demak antisimmetrik tenzor 6 ahamiyatli elementga ega: E_x , E_y , E_z va cB_x , cB_y , cB_z (bir tenzor tashkil etuvchilarining birligi mos keladi). Bir sanoq sistemasidan harakatdagi boshqa sanoq sistemasiga o'tganda elektromagnit maydon tenzorining bu tashkil etuvchilari o'zgaradi:

$$E_x = E_x \quad E_y = \frac{E_y' - VB_z'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad E_z = \frac{E_z' + VB_y'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad (39.8)$$

$$B_x = B_x', \quad B_y = \frac{B_y' + VE_z'/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad B_z = \frac{B_z' - VE_y'/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}. \quad (39.9)$$

Bularni (39.6) va (39.7) ifodalari bilan solishtirib, ular orasida katta moslikni ko'ramiz. Farq mahrajlardagi $\sqrt{1 - V^2/c^2}$ miqdorda bo'lib, yurug'lik tezligiga nisbatan kichik tezliklarda ifodalarning sonli natijalari bir-biriga mos keladi. Katta tezliklar uchun albatta (39.8) va (39.9) ifodalarni qo'llash kerak.

Nisbiylik nazariyasi elektr va magnit maydonlarning nisbiyligini aniq ko'rsatgan, shu bilan birga elektromagnit maydonlarga tegishli o'zgarish miqdorlarni, invariant miqdorlarni aniqlagan. Bunday invariantlar ikkita ekan:

$$E^2 - c^2 B^2 = \text{inv}_1, \quad \vec{E}\vec{B} = \text{inv}_2. \quad (39.10)$$

Bu ifodalarning invariantligini (39.8) va (39.9) munosabatlar yordamida isbotlash qiyin emas.

Elektromagnit maydon invariantlari yordamida maydon haqida foydali xulosalar aytish mumkin.

- Bir sanoq sistemada $E = 0$ bo'lsin. Boshqa sistemalarda elektr maydon bo'lishi mumkin, lekin bu elektr maydon magnit maydonga tik bo'ladi ($\vec{E}\vec{B} = 0$), $E^2 - c^2 B^2$ miqdor esa albatta manfiy bo'ladi.

- Bir sanoq sistemada magnit maydon nolga teng ($B = 0$) bo'lsin. Unda boshqa sanoq sistemalarda magnit maydon bo'lishi mumkin, bu magnit maydon albatta elektr maydonga tik bo'ladi ($\vec{E}\vec{B} = 0$), $E^2 - c^2 B^2$ miqdor esa albatta musbat bo'ladi.

- Bir sanoq sistemasida elektr va magnit maydonlar o'zaro tik va $E^2 - c^2 B^2 = 0$ bo'lsin. Unda har qanday sanoq sistemada ham ular o'zaro tik va miqdor jihatdan teng ($E = cB$) bo'ladi.

- Umumiy holda: $\text{inv}_1 \neq 0$ va $\text{inv}_2 \neq 0$ bo'lganida shunday sanoq sistemani topish mumkinki, unda \vec{E} va \vec{B} maydonlar parallel bo'ladi. Ularning qiymatlari \vec{E} va \vec{B} tenglamalar sistemasidan topiladi.

Savol va masalalar

- 39.1. Nisbiy va invariant tushunchalarini izohlang.
39.2. Skalyar, vektor va tenzor tushunchalarini izohlang.
39.3. Yuqorida keltirilgan 39.10 ifodalarni isbotlang.
39.4. Elektr va magnit maydonlarning nisbiyligini qanday fizik qonunlar asosida ko'rsatish mumkin?
39.5. Elektromagnit maydon invariantlari asosida qanday xulosalar chiqarish mumkin?
39.6. Bir sanoq sistemada $E = E_0$, $\vec{B} = 0$. Agar boshqa sanoq sistemada $c\vec{B} = E_0 / 4$ bo'lsa, bu sistemada E nimaga teng?
39.7. $E\vec{B} = inv_2$ va $E^2 - c^2 B^2 = inv_1$ tenglamalar sistemasini yeching.

40-§. Elektromagnit induksiya qonunining differensial shakli

Ushbu bo'limni o'rganishdan oldin o'quvchi qo'llanmaning matematik ilovasini yana bir bor takrorlab chiqishi kerak.

Fizikada «uzoqdan ta'sirlashuv» va «yaqindan ta'sirlashuv» tushunchalari bor. Butun dunyo tortishish qonuni, Kulon qonuni, Amper qonuni, Bio-Savar-Laplas qonuni — uzoqdan ta'sirlashuvni ifodalovchi qonunlardir. Masalan, Nyuton kashf etgan butun dunyo tortishish qonuni $F = Gm_1m_2 / r^2$ astronomik jismlarga ham qo'llaniladi, ularga ta'sir etayotgan gravitatsion kuchni ifodalaydi. Ulardan birining harakatlanishi tufayli ular orasidagi masofa o'zgarsa, bu o'zgarish $F = Gm_1m_2 / r^2$ formulaga ko'ra shu damning o'zida ikkinchi jismga ta'sir etuvchi kuchda seziladi, bu kuch o'zgaradi. Uzoqdan ta'sirlashuv konsepsiyasiga asoslangan qonunlarda vaqt ishtirok etmaydi.

Yaqindan ta'sirlashuv konsepsiyasi (tushunchasi) — maydon haqidagi tasavvur bilan bog'liq. Unga ko'ra fazodagi ta'sirlashuvlar moddiy maydon orqali uzatiladi. Maydonlarning ikki turi farqlanadi - gravitatsion va elektromagnit maydonlar. Soddalik uchun faqat elektromagnit maydon haqida gapiraylik. Elektromagnit maydonni zaryadlar hosil qiladi va bu maydon zaryadlarga ta'sir etadi. Zaryadlarning harakati ularning yonidagi maydonga ta'sir etadi,

o'zgartiradi. Bu o'zgarish maydonning qo'shni nuqtalarida seziladi, uzatiladi. Shunday qilib maydondagi o'zgarish maydon bo'ylab to'liq sifatida tarqalib, ma'lum vaqtdan keyin ta'sirlashayotgan boshqa zaryadlarga borib yetadi va ularga seziladi.

Yaqindan ta'sirlashuv tushunchasi, elektromagnit maydon tushunchasi Maksvell elektromagnit nazariyasida namoyon bo'ldi. Maksvell elektromagnit maydonning barcha xossalari mujassamlashtiruvchi nazariyani yaratdi. Bu nazariyani yadrosini — elektromagnit maydon uchun Maksvell tenglamalari tashkil etadi. Bu tenglamalar to'rtta bo'lib, ulardan biri elektromagnit induksiya qonunini ifodalaydi.

Maksvell tenglamalari vaqt va fazoviy koordinatalar bo'yicha differensial tenglamalar bo'lib, vaqt va fazo bo'yicha qo'shni bo'lgan, cheksiz yaqin nuqtalardagi maydonlar bir-biri bilan qanday bog'lanishini ifodalaydi. Masalan $dz/dt = v_z$ tenglama moddiy nuqtaning koordinatasi dt cheksiz kichik vaqt oralig'ida (fiziklar - kichik vaqtda deydi) dz qiymatga o'zgarishini ifodalaydi va buni tezlik bilan bog'laydi. Elektromagnit maydon vaqt va fazoda o'zgaradi, shuning uchun Maksvell tenglamalari vaqt va uchta fazoviy koordinatalar bo'yicha hosilalar orqali yoziladi. Uchta fazoviy koordinata teng kuchli bo'lgani uchun, ular bo'yicha hosilalar simmetrik bo'ladi. Bu simmetriya shunda ifodasini topadiki, Maksvell tenglamalari nabla operator $\bar{\nabla}$ orqali ifodalanadi (ilovaga qarang), bu operator esa koordinatalar bo'yicha simmetrikdir.

Maksvell tenglamalaridan biri elektromagnit induksiya qonunini:

$$E = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (40.1)$$

differensial tenglama shaklida ifodalaydi.

Elektr yurituvchi kuch o'z ta'rifiga ko'ra ixtiyoriy yopiq konturdagi elektr maydonni sirkulyatsiyasidan iborat:

$$E = \oint_L \bar{E} d\bar{l} \quad (40.2)$$

Magnit oqim esa magnit induksiyaning sirt bo'yicha oqimidan iborat:

$$\Phi = \int_S \bar{B} d\bar{S}. \quad (40.3)$$

Bu ikki (40.2) va (40.3) ifoda orasidagi eng muhim bog‘lanish shundaki, S sirtning chegarasi L yopiq chiziqdan (konturdan) iborat. Keyingi mulohazalarda bu katta ahamiyatga ega. (40.3) dagi integral fazoviy koordinatalar bo‘yicha hisoblanadi va natija koordinatalarga bog‘liq emas. Φ dan vaqt bo‘yicha hosilani koordinatalar bo‘yicha amal — integral bilan o‘rin almashtiramiz:

$$-\frac{d}{dt} \int_S \bar{B} d\bar{S} = - \int_S \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\bar{S}. \quad (40.4)$$

Bu yerda \bar{B} magnit induksiya ham vaqtga, ham fazoviy koordinatalarga bog‘liqligini hisobga olib, xususiy hosila yozildi.

Stoks teoremasi yopiq kontur bo‘yicha chiziqli integralni shu chiziq bilan chegaralangan ixtiyoriy sirt bo‘yicha integral bilan almashtirish imkoniyatini beradi:

$$\oint_L \bar{E} d\bar{l} = \int_S \text{rot} \bar{E} d\bar{S}. \quad (40.5)$$

Shunday qilib (40.1) tenglamaning ikkala tarafı bitta S sirt bo‘yicha integrallar shaklida ifodalandi:

$$\int_S \text{rot} \bar{E} d\bar{S} = - \int_S \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\bar{S}. \quad (40.6)$$

Integrallarning tengligi integrallanuvchi funksiyalarning tengligini bildiradi:

$$\text{rot} \bar{E} = - \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}. \quad (40.7)$$

Elektromagnit induksiya qonunining differensial tenglama orqali ifodasi keltirib chiqarildi. Unga ko‘ra magnit induksiyaning vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishi uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltiradi. Eslatib o‘tamiz, elektrostatik maydon butunlay boshqacha xossaga ega edi: unda uyurmaviylik yo‘q edi va $\text{rot} \bar{E} = 0$ edi. **Shunday qilib, elektromagnit induksiya tufayli vujudga keladigan elektr maydon magnit maydon kabi uyurmaviy ekan.** Elektr va magnit maydonlarning nisbiyligi bu qonunda yorqin namoyon bo‘ladi.

(40.7) tenglama yaqindan ta'sirlashuvni tasvirlashini izohlaylik. Tenglamaning o'ng tarafi hosilaning ma'nosiga ko'ra dt vaqt oralig'ida magnit induksiya qanday o'zgarganini bildiradi, bu vaqt oralig'ining boshidagi va oxiridagi maydon qiymatini solishtiradi. Shunga o'xshash, $\text{rot}\vec{E}$ murakkab hosila dx , dy , dz yaqin oraliqlarda turgan maydon qiymatlarini solishtiradi. Tenglama qo'shni nuqtalardagi maydonlar qanday ta'sirlashishini ifodalaydi.

(40.7) tenglamada fazoviy koordinatalar bo'yicha simmetrik hosila nabla-operator orqali ifodalanadi:

$$\vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z},$$

$$\text{rot}\vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} =$$

$$= \vec{i} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right).$$

Elektostatik maydonlar uchun bunday hosila albatta nolga teng. Masalan, nuqtaviy zaryad maydoni $\vec{E} = kq\vec{r}/r^3$ uchun ham $\text{rot}\vec{E} = 0$.

Savol va masalalar

40.1. «Uzoqdan ta'sirlashuv» va «yaqindan ta'sirlashuv»ning farqini tushuntiring. Maksvell nazariyasi ularning qaysi biriga to'g'ri keladi?

40.2. $\vec{\nabla}\varphi$, $\vec{\nabla}\vec{E}$ va $\vec{\nabla} \times \vec{E}$ ni hisoblang.

40.3. Maydonning potentsialligi va uyurmaviyligi matematik tarzda qanday ifodalanishi mumkin?

40.4. $\vec{E} = kq\vec{r}/r^3$ bo'lganida $\vec{\nabla}\vec{E}$ va $\vec{\nabla} \times \vec{E}$ ni hisoblang (ko'rsatma: maydonni avval x , y , z orqali yozib oling).

41-§. Maksvell tenglamalar sistemasi

Elektromagnit maydon uchun Maksvell differensial tenglamalar sistemasi elektromagnit maydonning barcha muhim xossalarini ifodalovchi tenglamalarni mujassamlantiradi. Ularning mukammalligini G.Gers quyidagicha ifodalagan: «Ba'zan ular bizdanda aqlliroqdek tuyuladi».

Maksvellning elektromagnit maydonlar haqidagi katta nazariy risolasi (o'sha paytda, XIX asrda traktat atamasi ishlatilgan) 550 betga yaqin hajmga ega edi. Biz Maksvell tenglamalari deb o'rganadigan tenglamalar uning turli bo'limlarida keltirib chiqilgan va muhokama qiningan. Tenglamalarning soni to'rt emas, undan ortiq edi. Ko'plab tenglamalardan muhimlarini ajratib olish, ularni yagona sistema sifatida o'rganish va targ'ib qilish, ulardan muhim xulosalar chiqarish sharaflı ishi G.Gers tomonidan amalga oshirilgan. Shundan beri deyarli bir yarim asr o'tib, fizika fani beqiyos yutuqlarga erishganiga qaramay, Maksvell tenglamalariga o'zgartirish kiritilmagani — fandagi ajablanarli holdir. Demak, Maksvell tenglamalari o'sha davrda mukammallikka erishib, elektromagnit maydonlarning xossalarini to'liq tavsiflagan.

Maksvell tenglamalaridan bir jufti quyidagilardir:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (41.1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (41.2)$$

Ulardan birinchisi elektromagnit induksiya qonunini ifodalovchi differensial tenglamadir. Unga ko'ra magnit maydonni vaqt bilan har qanday o'zgarishi fazoda uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltiradi. Tenglama elektr va magnit maydonlarning nisbiyligini ifodalaydi. Ikkinchi tenglama magnit kuch chiziqlarining uzluksizligini ifodalaydi. Batafsilroq aytganda, divirgensiya hosilasining ta'rifiga ko'ra, birlik hajmga kirgan magnit induksiya chiziqlarining soni (miqdori) chiqqan chiziqlar soniga teng.

Bu ikki tenglamani bir juftlik sifatida gapirishning ikki sababi bor. Birinchidan nisbiylik nazariyasida bu tenglamalar bitta to'rt o'lchovli tenglama tarzida ifodalanadi. Ikkinchidan tenglamalarning

ikkinchisini birinchisidan keltirib chiqarish mumkin. Buning uchun birinchi tenglamani ikki tarafidan divrgensiya hisoblaylik. Bunda chap tarafda $\text{divrot}\bar{B}$ ikkinchi darajali murakkab hosila hosil bo'ladi, bu hosila nolga tengligini to'g'ridan-to'g'ri hosilani hisoblash yo'li bilan ishonch hosil qilish mumkin, bu haqda matematik ilovada ham aytilgan. Tenglamaning o'ng tarafida quyidagi natijani topamiz:

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{div}\bar{B} = 0,$$

bundan $\text{div}\bar{B} = \text{const}$ xulosaga kelamiz. O'tmishda, magnit maydon yo'q bo'lgan paytda bu const albatta nol bo'lgan, demak hozirgacha o'zgarib qolmay nol bo'ladi, (41.2) tenglama o'rinli bo'ladi.

Maksvell tenglamalaridan ikkinchi jufti quyidagilardir:

$$\text{rot}\bar{H} = \bar{j}, \quad (41.3)$$

$$\text{div}\bar{D} = \rho. \quad (41.4)$$

Ushbu qo'llanmada bu tenglamalar 3-§ va 17-§ da keltirib chiqarilgan edi. Ulardan birinchisi to'liq tok qonuniga ekvivalent tenglama, ikkinchisi Kulon qonunining differensial ko'rinishidir.

Maksvell bu tenglamalar orasida ham bog'lanish bo'lishini kutgan va bu holda ham birinchi tenglamadan divrgensiya hosilasini hisoblagan. Unda tenglamaning chap tarafida $\text{divrot}\bar{H} = 0$ natija olinadi. O'ng tarafda $\text{div}\bar{j} = 0$ natija hosil bo'ladi. Agar uzluksizlik tenglamasini eslasak:

$$\text{div}\bar{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (41.5)$$

$\text{div}\bar{j} = 0$ tenglama faqat statsionar hollarda, $\partial \rho / \partial t = 0$ bo'lgandagina to'g'riligini tushunamiz. Umumiy holda $\text{div}\bar{j} = 0$ tenglik bajarilmaydi.

Bunday ziddiyatga uchragan Maksvell quyidagicha fikr yuritdi:

statsionar holda $\text{div}\bar{j} = 0$ turgan joyda umumiy holda $\text{div}\bar{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ ifoda turishi kerak. Bu o'rinda (41.4) tenglamadan foydalanib ρ ni $\text{div}\bar{D}$ bilan almashtirsak, uzluksizlik tenglamasi quyidagi shaklga keladi:

$$\operatorname{div}\left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right) = 0. \quad (41.6)$$

Shunday mulohazalarga asosan Maksvell (41.3) tenglama statsionar toklar uchun o‘rinli, statsionar bo‘lmagan hollarda \vec{j} tok zichligi $\vec{j} + \partial \vec{D} / \partial t$ ifoda bilan almashtirilishi kerak, degan muhim xulosaga keladi (1854-yil):

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (41.7)$$

Maksvell zamonida magnit maydonga faqat elektr toklari emas, elektr maydonining o‘zgarishi ham hissa qo‘shishi mumkinligi haqida biron empirik ma’lumot yo‘q edi. Maksvell nazariy metodlar bilan tabiatning yangi qonunlarini ochish mumkinligini ko‘rsatib, fanning rivojlanish metodologiyasiga ham hissa qo‘shdi.

Hozirgi paytda Maksvellning to‘rt tenglamasi, uzluksizlik tenglamasi, moddiy tenglamalar elektrodinamikaning nazariy asosini tashkil etadi.

Maksvell tenglamalari:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t, \quad \operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \partial \vec{D} / \partial t, \quad \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}.$$

Maksvell qo‘shgan $\partial \vec{D} / \partial t$ had \vec{j} elektr tokiga qo‘shilgani uchun siljish toki deb ataladi. Uning ishtirokida $\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ va

$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ tenglamalar orasida simmetriya paydo bo‘ldi. Elektromagnit induksiya qonuniga ko‘ra magnit maydonning o‘zgarishi elektr maydonni yaratgani kabi, elektr maydonning o‘zgarishi magnit maydonni yaratishi ko‘rsatildi. Maksvell bu haqda fikr yuritarkan, magnit maydonning o‘zgarishi — o‘zgaruvchi elektr maydonning yaratadi, elektr maydonni o‘zgarishi o‘z navbatida o‘zgaruvchi magnit maydonni yaratadi, bu o‘zgarishlar fazoda zanjir kabi bog‘langan holda tarqalib, elektromagnit to‘lqinni

yaratadi deb yozadi. Shunday qilib, Maksvell elektromagnit to‘lqinlarni bashorat qilgan.

Maksvell ishlari nashr etilgandan deyarli 20 yil o‘tgandan keyin qo‘yilgan G.Gers tajribalari elektromagnit to‘lqinlarning mavjudligini isbotlash bilan birgalikda, siljish tokining magnit maydonga hissa qo‘shishini ham tasdiqladi. Siljish toki bo‘lmaganda elektromagnit to‘lqinlar bo‘lmas edi.

Savol va masalalar

41.1. Siljish toki deb nimaga aytiladi? Uning birligi nimaga teng?

41.2. Siljish tokining mavjudligi qanday isbotlanadi?

41.3. Maksvell tenglamalar sistemasini yozing, undagi har bir tenglamaning ma’nosini izohlang.

41.4. Maksvell elektromagnit to‘lqinni qanday izohlagan?

42-§. Elektromagnit maydonda energiyani saqlanish qonuni

Birlik hajmdagi zaryadlarga $\rho \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B}$ kuch ta’sir etadi, bu kuchni zaryadlar tezligiga ko‘paytirsak, quvvatni topamiz:

$$P = \vec{v}(\rho \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B}) = (\rho \vec{v})\vec{E} = \vec{j}\vec{E}. \quad (42.1)$$

Bu yerda Lorens kuchi zarralar tezligiga tik bo‘lgani uchun ish bajarmasligi hisobga olindi. Topilgan ifoda elektr kuchlarning zaryadlarni siljitish bo‘yicha birlik hajmda birlik vaqt ichida bajargan ishini — quvvatni, issiqlikka aylangan elektr energiyani bildiradi. Ifodadagi tok zichligini (41.7) Maksvell tenglamasidan keltirib qo‘yib, elektromagnit maydondagi energiya va ishlar haqida eng umumiy munosabatni topishimiz mumkin:

$$\vec{j}\vec{E} = \left(\text{rot}\vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \vec{E} = (\text{rot}\vec{H})\vec{E} - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{D}\vec{E}}{2} \right). \quad (42.2)$$

Matematik ilovada quyidagi hosila berilgan:

$$\text{div}(\vec{E} \times \vec{H}) = \vec{H}\text{rot}\vec{E} - \vec{E}\text{rot}\vec{H}. \quad (42.3)$$

Bundan $\vec{E} \text{rot} \vec{H}$ ni topib, (42.2) ga qo‘ysak:

$$\vec{j}\vec{E} = \vec{H}\text{rot}\vec{E} - \text{div}(\vec{E} \times \vec{H}) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{D}\vec{E}}{2} \right). \quad (42.4)$$

Maksvellning (41.1) tenglamasiga ko‘ra:

$$\vec{H}\text{rot}\vec{E} = -\vec{H} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{H}\vec{B}}{2} \right), \quad (42.5)$$

Barcha ifodalarni bir tarafga o‘tkazsak:

$$\vec{j}\vec{E} + \text{div}\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} w = 0. \quad (42.6)$$

Elektromagnit maydon energiyasining **saqlanish qonuni** keltirib chiqarildi. Unda $\vec{j}\vec{E}$ ifoda birlik hajmda elektr maydon bajarayotgan ish quvvatini, energiyaning issiqlikka aylanishini bildiradi. $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ — Umov-Poyting vektori deb ataladi: elektromagnit energiya oqimini bildiradi. \vec{j} — zaryadlar oqimini, vaqt birligida birlik yuzadan oqib o‘tayotgan zaryad miqdorini bildirgani kabi, \vec{S} vaqt birligida birlik yuza orqali oqib o‘tayotgan elektromagnit maydon energiyasini bildiradi. $\text{div}\vec{S}$ esa birlik hajmning sirtidan vaqt birligida oqib chiqib ketayotgan energiya miqdorini bildiradi. Nihoyat $w = \frac{\vec{D}\vec{E}}{2} + \frac{\vec{B}\vec{H}}{2}$ birlik hajmdagi elektromagnit maydon energiyasini, elektromagnit energiya zichligini bildirsa, $\partial w / \partial t$ hosila bu energiya zichligining o‘zgarish tezligini bildiradi. Bu yerda elektromagnit maydon uchun energiya zichligi kondensator, induktivlik tushunchalariga murojaat etmasdan keltirib chiqarildi. Butun tenglama esa birlik hajmda elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonunini bildiradi.

(42.6) tenglamadagi hamma hadlar turli ishorali bo‘lishi mumkin. Masalan $\vec{j}\vec{E}$ ko‘paytmaning musbatligi — elektr kuchlar ish bajarayotganidan darak beradi. Buning hisobiga boshqa hadlarning yig‘indisi manfiy bo‘lishi kerak. $\text{div}\vec{S}$ ifodaning musbatligi - energiya birlik hajmdan tashqariga oqib chiqayotganidan darak beradi. hosilaning musbatligi hajmdagi elektromagnit energiyaning ortishidan darak beradi.

Mazmunan (42.6) tenglama $div\vec{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$ uzluksizlik tenglamasiga o'xshaydi. Faqat zaryad uchun uzluksizlik tenglamasida zaryadlarning boshqa shaklga o'tishini tasvirlaydigan had yo'q va bo'lishi ham mumkin emas.

Savol va masalalar

42.1. $\vec{j}\vec{E}$ ifoda qanday ma'noga ega? Uning musbat va manfiy qiymatlari qanday ma'noga ega?

42.2. \vec{S} va $div\vec{S}$ ifodalarning har biri qanday ma'noga ega?

42.3. $div\vec{S}$ nimaning hisobiga musbat bo'lishi mumkin?

42.4. Elektromagnit energiyaning saqlanish qonunini ixtiyoriy kichik va ixtiyoriy katta hajm uchun yozing.

43-§. Elektromagnit to'liqlar va ularning xossalari

Maksvell tenglamalaridan kelib chiqadigan eng muhim xulosa - elektromagnit to'liqlarning mavjudligi haqida xulosadir.

Birjinsli, zaryadlari yo'q bo'lgan dielektrik muhit uchun elektromagnit to'liqlar tenglamasi quyidagicha keltirib chiqariladi. Shartga ko'ra $\rho = 0$, $\vec{j} = 0$. Bu holda Maksvell tenglamalari quyidagicha yoziladi:

$$rot\vec{E} = -\partial\vec{B} / \partial t, \quad (43.1)$$

$$rot\vec{H} = \partial\vec{D} / \partial t, \quad (43.2)$$

$$div\vec{D} = 0, \quad div\vec{B} = 0, \quad (43.3)$$

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}. \quad (43.4)$$

(43.1) tenglamani har ikki tarafidan rot hosila hisoblaymiz. Bunda hosil bo'ladigan $rotrot$ shaklidagi ikkinchi darajali hosilani ilovada keltirilgan formula bo'yicha almashtiramiz:

$$rotrot\vec{E} = graddiv\vec{E} - \Delta\vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} rot\vec{H}.$$

$div \vec{E}$ nolga tengligini hisobga olamiz va $rot \vec{H}$ ni (43.2) dan keltirib

$$qo'yamiz: -\Delta \vec{E} = -\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2},$$

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \vec{E} = 0. \quad (43.5)$$

Bu tenglamaning to'liqligining keltirilgan tenglamasiga o'xshashligini oshirish uchun, belgilash kiritamiz:

$$\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 = \frac{1}{v^2}, \quad (43.6)$$

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (43.7)$$

(43.2) tenglamaning har ikki tomonidan rot hosila hisoblab, yuqoridagi kabi ishlarni bajarsak, quyidaagi tenglamani hosil qilamiz:

$$\Delta \vec{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (43.8)$$

So'nggi ikki tenglama elektr va magnit maydon uchun to'liq tenglamasidir. Elektr maydon kuchlanganligi va magnit maydon kuchlanganligi to'liq tenglamasini qanoatlantirishi bu fizik miqdorlar fazoda to'liq bo'lib tarqalishidan darak beradi.

Ikkala maydon uchun ham to'liq tezligining tengligi ayniqsa muhim. Elektr maydon to'liqining tezligi muhitning magnit xossalriga (μ), magnit maydon to'liqining tezligi muhitning elektr xossalriga (ε) bog'liq ekan. Buning ustiga elektr va magnit maydonlar (43.1) va (43.2) tenglamalar bilan chambarchas bog'langanini eslasak, quyidagi xulosaga kelamiz: ayrim elektr, ayrim magnit to'liqlar bo'lmaydi, faqat yagona elektromagnit to'liq bo'lishi mumkin.

Dastlab elektromagnit to'liqlarning tezligini muhokama etaylik.

Bo'shliqda bu tezlik: $1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ bo'lib, bu doimiy tezlikning o'z belgisi bor:

$$c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}. \quad (43.9)$$

Elektromagnit maydon xossalari o'rganib, yorug'lik tezligini hosil qilganimizda chuqur ma'no bor. Tarixan optika va elektro-

magnitizm fizikaning turli bo‘limlari sifatida rivojlangan. Optika - yorug‘lik xossalari haqidagi fan, bizning ko‘zimiz sezadigan nurlar haqidagi fan. Optika rivojlanishi bilan ko‘zimiz sezmaydigan infraqizil va ultrabinafsha nurlar mavjudligi ma’lum bo‘lgan. Ikkinchi tarafdin elektromagnitizm rivojlanib, elektromagnit to‘lqinlar kashf etildi. Izlanishlar rivojlanib, optikani tekshirish obyektini bo‘lgan yorug‘lik nurlari elektromagnit to‘lqinlarining bir qismi ekanligi ma’lum bo‘ldi. Optika fizikaning boshqa bo‘limlari bilan birlashdi.

Yorug‘lik nurlari bilan elektromagnit to‘lqinlarning xossalari bir ekanligi elektromagnit to‘lqinlar tezligidanoq seziladi: tezlikning (43.6) ta’rifiga ko‘ra:

$$v = c / n, \quad n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (43.10)$$

Bundan ko‘rinadiki, optikada sindirish ko‘rsatkichi deb ataladigan fizik miqdor muhitning elektr (ϵ) va magnit (μ) xossalari bilan aniqlanar ekan.

Elektromagnit to‘lqinlarning bundan keyingi tadqiqotlari ham ularning xossalari yorug‘lik xossalari bilan mos kelishini tasdiqlaydi.

Elektromagnit to‘lqinlar xosalarini (43.7) va (43.8) to‘lqin tenglamalari asosida o‘rganishni davom ettiramiz. Tenglamalar yechimini yassi ko‘mpleks to‘lqin shaklida izlaymiz:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})\}, \quad (43.11)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp\{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})\}. \quad (43.12)$$

Bu yerda \vec{E}_0, \vec{H}_0 — to‘lqinlarning amplitudalari, ω — to‘lqin chastotasi, \vec{r} — to‘lqin o‘rganilayotgan nuqtaning ixtiyoriy koordinatasi, \vec{k} — to‘lqin vektori, uning yo‘nalishi to‘lqinning qaysi yo‘nalishda tarqalayotganini bildiradi. (43.11) va (43.12) ifodalarni to‘lqin tenglamalarga qo‘yib, \vec{k} — to‘lqin vektorining modulini aniqlaymiz:

$$k = \omega / v = \omega n / c. \quad (43.13)$$

To‘lqinning boshqa xosalarini o‘rganish uchun yechimlarni Maksvell tenglamalariga qo‘yib ko‘ramiz:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \left(E_{0x} \frac{\partial}{\partial x} + E_{0y} \frac{\partial}{\partial y} + E_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \right) \exp \left\{ i \left(\omega t - \vec{k} \vec{r} \right) \right\} = \\ &= -i \left(E_{0x} k_x + E_{0y} k_y + E_{0z} k_z \right) \exp \left\{ i \left(\omega t - \vec{k} \vec{r} \right) \right\} = -i \vec{k} \vec{E} = 0. \end{aligned} \quad (43.14)$$

Shunga o'xshash:

$$\operatorname{div} \vec{H} = -i \vec{k} \vec{H} = 0. \quad (43.15)$$

Demak to'liqindagi elektr maydon kuchlanganligi ham, magnit maydon kuchlanganligi ham to'liqin vektorga, to'liqinning tarqalish yo'nalishiga tik ekan: $\vec{E} \perp \vec{k}$, $\vec{H} \perp \vec{k}$. Elektromagnit to'liqin ko'ndalang to'liqin ekan. Yurug'likda qutblanish xossasi borligi elektromagnit to'liqinning ko'ndalang to'liqin ekanligini tasdiqlaydi. Bo'ylama to'liqlarda (masalan, havo yoki suvdagi tovush to'liqlarida) qutblanish bo'lmaydi.

(43.11) va (43.12) yechimlarni Maksvellning (43.1) va (43.2) tenglamalariga qo'yib ko'raylik:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -i \vec{k} \times \vec{E} = -\mu \mu_0 i \omega \vec{H}, \quad \vec{H} = \frac{\vec{k} \times \vec{E}}{\mu \mu_0 \omega}, \quad (43.16)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = -i \vec{k} \times \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 i \omega \vec{E}, \quad \vec{E} = -\frac{\vec{k} \times \vec{H}}{\varepsilon \varepsilon_0 \omega}. \quad (43.17)$$

Ikkala natija ham $\vec{E} \perp \vec{H}$ ekanligini ko'rsatmoqda: elektromagnit to'liqinning elektr tashkil etuvchisi magnit tashkil etuvchisiga tik ekan.

(43.16) va (43.17) ifodalarga ko'ra:

$$\begin{aligned} -\vec{H} \times (\vec{k} \times \vec{H}) / \varepsilon \varepsilon_0 &= (\vec{k} \times \vec{E}) \times \vec{E} / \mu \mu_0, \\ \vec{k} \mu \mu_0 H^2 &= \vec{k} \varepsilon \varepsilon_0 E^2, \quad w_H = w_E, \quad w = w_E + w_H. \end{aligned} \quad (43.18)$$

Shunday qilib, elektromagnit to'liqinda elektr maydon energiyasi va magnit maydon energiyasi teng ekan. Bundan (tekshirib ko'ring) elektromagnit to'liqin uchun

$$E = vB = cB / n \quad (43.19)$$

munosabat kelib chiqadi. Bo'shliqda bu munosabat $E = cB$ ko'rinishga ega. Yana quyidagi munosabatlar o'rinli: $H = vD = cD / n$,

$$E = \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\varepsilon \varepsilon_0}} H. \text{ SGS birliklarida bo'shliqda } E = H.$$

Elektromagnit to‘lqin uchun Umov-Poyting vektorini, energiya oqimini hisoblaylik. Magnit maydon uchun (43.16) ifodadan foydalansak:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \frac{\vec{k} \times \vec{E}}{\mu\mu_0\omega} = \frac{\vec{k}E^2}{\mu\mu_0\omega} = w\vec{v}, \quad (43.20)$$

energiya oqimi $\vec{S} = w\vec{v}$ ko‘rinishda yozildi ($\vec{j} = \rho\vec{v}$ bilan solishtirib ko‘ring). Bo‘shliqda bu munosabat $\vec{S} = w\vec{c}$ ko‘rinishga ega.

Nisbiylik nazariyasiga ko‘ra elektromagnit to‘lqinning energiya va impulsi to‘lqin tezligi bilan bog‘liq: $E = \nu\rho$. Bu holda elektromagnit to‘lqin impuls oqimi $S/\nu = w$ ga teng.

Yuqorida elektromagnit maydon invariantlarini ko‘rgan edik: $E^2 - c^2B^2 = \text{const}_1$, $\vec{E}\vec{B} = \text{const}_2$. Elektromagnit maydonda $E^2 - c^2B^2 = 0$, $\vec{E}\vec{B} = 0$ shuning uchun har qanday sanoq sistemasida shunday qoladi. Lekin bir sanoq sistemasidan ikkinchisiga o‘tganda to‘lqinning chastotasi, to‘lqin vektori, tarqalish yo‘nalishi o‘zgaradi. Bular nisbiylik nazariyasida batafsil o‘rganiladi.

Optikada yorug‘lik nurlarining qaytish va sinish qonunlari o‘rganiladi. Anizotrop muhitlarda (kristallarda) yorug‘likning sinish qonunlari o‘rganiladi. Bu hodisalar yorug‘likning elektromagnit to‘lqinligi bilan bog‘liq bo‘lib, elektrodinamika usullari bilan to‘liq tushuntiriladi. Difraksiya va interferensiya hodisalari ham yorug‘likning to‘lqin xossalari bilan bog‘liq.

Savol va masalalar

- 43.1. To‘lqin tenglamasining keltirilgan shaklini yozing.
- 43.2. \vec{v} va Δ ni yozing.
- 43.3. Yassi to‘lqinning formulasini yozing.
- 43.4. To‘lqin vektori nimaga teng?
- 43.5. Elektromagnit to‘lqinning bo‘shliqdagi va muhitdagi tezligi nimaga teng?
- 43.6. Elektromagnit to‘lqinning vektor munosabatlarini yozing.
- 43.7. Elektromagnit to‘lqin bo‘ylama to‘lqinmi, ko‘ndalangmi?
- 43.8. Elektromagnit to‘lqinda elektr va magnit energiyalar qanday munosabatda bo‘ladi?

43.9. Elektromagnit to'liqin energiya oqimi nimaga teng? Uni qanday sezish mumkin?

43.10. Elektromagnit to'liqinda impuls bormi? Uni qanday sezish mumkin?

43.11. Elektromagnit to'liqinda impuls momenti bormi? Uni qanday sezish mumkin?

43.12. Elektromagnit to'liqin uchun sinish va qaytish qonunini yozing.

43.13. Yuqoridagi (43.20) formulani keltirib chiqaring.

44-§. Elektromagnit to'liqlarning nurlanishi

Har qanday elektr va magnit maydonlar zaryadlar hosil qilgani kabi, elektromagnit to'liqlar ham zaryadlar nurlatadi. Bu masala elektrodinamikaning eng murakkab masalalaridan bo'lib, uning natijalari bilan tanishtiramiz.

Ko'pchilik sistemalar neytral bo'lgani uchun, ularning elektr xossalari dipol momenti bilan aniqlanadi. Jumladan, zaryadlar sistemasining nurlanish intensivligi, Umov-Poyting vektori S ham sistemaning dipol momenti \vec{p} ga bog'liq. Zaryadlar sistemasining biron \vec{m} birlik vektor yo'nalishdagi elektromagnit to'liqin nurlanishi uchun S quyidagicha ifodalanadi:

$$S = \frac{C}{r^2} \left| \vec{m} \ddot{\vec{p}} \right|^2 \quad (44.1)$$

Bu yerda C — doimiy koeffitsiyent, r — zaryadlar sistemasigacha masofa (bu masofa juda katta deb hisoblanadi). Bu ifodaning masofaga bog'lanishi diqqatga sazovor. Sirlarning yoritilganligi formulasi masofaga aynan shunday ($\approx 1/r^2$) tarzda bog'liqdir. Elektr maydon energiya zichligining ham, magnit maydon energiya zichligining ham masofaga bog'lanishi bundan tik bo'lib, masofaga $1/r^4$ tarzda bog'liqdir. Bundan elektromagnit to'liqlar nurlanishi statsionar elektr va magnit maydonlardan keskin farq qilishi ma'lum bo'ladi.

(44.1) ifodada dipol momentidan vaqt bo'yicha ikkinchi darajali hosila ishtirok etmoqda. Dipol momentining eng umumiy ta'rifi

bo'yicha $\vec{p} = \sum_n q_n \vec{r}_n$ bo'lib, $\ddot{\vec{p}} = \sum_n q_n \ddot{\vec{r}}$ zaryadlarning tezlanishi

orqali ifodalanadi. Demak faqat tezlanuvchan harakatdagi zaryadlarga elektromagnit to'liqin nurlatishi mumkin ekan. Kuchli tezlanish faqat davriy harakatda, aylanma yoki tebranma harakatda kuzatilishi mumkin. Shunga asosan dipol momenti

$$\vec{P} = \vec{e}P_0 \exp(i\omega t) \quad (44.2)$$

tarzda ifodalansin, bunda \vec{e} dipol momentining yo'nalishini ko'rsatuvchi birlik vektor, ω — tebranish chastotasi. \vec{e} vektor doimiy deb, Poyting vektori (44.1) ni hisoblasak:

$$S = \frac{C\omega^4 P_0^2}{r^2} \sin^2\theta. \quad (44.3)$$

Nurlanish energiya oqimining chastotaga juda kuchli bog'liqligini ko'rmoqdamiz. Masalan, chastotaning 10 marta oshishi elektromagnit energiya oqimini 10^4 marta oshirar ekan, chastota ming marta ortsa, energiya nurlanishi 10^{20} marta ortishini ko'rishimiz mumkin.

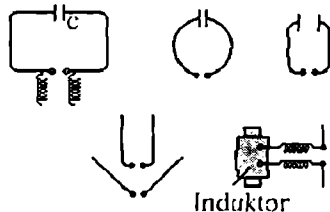
(44.3) formulada θ — dipol momenti bilan to'liqin kuzatilayotgan yo'nalish orasidagi burchak. Antennalarda elektr tebranishlar sim bo'ylab ro'y beradi, dipol momenti vektori sim bo'ylab yo'naladi, to'liqlarning nurlanishi esa — ustunvor ravishda simga, antennaga tik yo'nalishda bo'lar ekan. Antennalarni o'rnatishda bunga e'tibor berish kerak. Antennalar yo'nalganligining bu xossasi faqat to'liqin chiqaruvchi emas, qabul qiluvchi antennalarga ham tegishlidir.

Xullas, elektromagnit to'liqlarning nurlanish intensivligi chastotaning to'rtinchi darajasiga mutanosib, masofaning kvadratiga teskari mutanosib. Faqat tezlanuvchan harakatlanadigan zaryadlarga to'liqin nurlatishi mumkin.

Elektromagnit to'liqlarning tajribada kashf etgan nemis olimi Genrix Gers ochiq vibrator (tebrangich) yasagan. Vibrator ikki mis o'tkazgich kesmasidan iborat bo'lib, uning uchlaridagi sharchalar tebranma konturdagi kondensator qoplamalari vazifasini bajargan. Induktivlik esa — har qanday tokli o'tkazgichda mavjud. Vibrator o'rtasida havo qatlami mavjud edi. Vibratorning ikki qismi induktorga, yuqori chastotali katta kuchlanish beruvchi maxsus transformatorning ikkilamchi cho'lg'amlariga ulangan. Induktor katta kuchlanish berganda — vibratorning ikki qismi orasida uchqun

o'tgan. Bu paytda vibrator juda kichik aktiv qarshilikka ega bo'lgan tebranma konturga aylangan va unda yuqori chastotali elektromagnit tebranishlar vujudga kelgan.

U paytda (1888-y.) bu tebranishlarni sezuvchi asboblarni bo'lmagani uchun, elektromagnit tebranishlarni qayd etish uchun Gers uchlar orasidagi masofa o'zgartirilishi mumkin bo'lgan o'tkazgichdan iborat ikkinchi vibratorni qo'llagan (44.1-rasm).



44.1-rasm.

Tajribalarda birinchi vibrator bilan ikkinchi vibrator bironta o'tkazgich bilan birlashtirilmagan bo'lsada, ular orasida bir-necha metr masofa bo'lsada, birinchi vibratorda uchqun va elektromagnit tebranishlar hosil qilinganda, ikkinchi vibratorda ham uchqun kuzatilgan.

Ikkinchi vibrator birinchi vibrator nurlatgan elektromagnit to'lqinlarni qayd etganini isbotlash uchun, olim bu to'lqinlarning qaytishi va sinishini, to'lqinlar interferensiyasini kuzatgan, tajribada ularning qutblanishi mavjudligini isbotlagan, to'lqinlar uzunligini aniqlagan. Vibratorlar orasida rezonans bo'lganda to'lqinlar energiyasini uzatilishi eng kuchli ekanligining ko'rsatgan.

G.Gers uzunligi eng kichik — 26 sm bo'lgan vibratorda $v = 5 \cdot 10^8 / s$ chastotali tebranishlar hosil qilgan, ularning to'lqin uzunligi $\lambda = 60 sm$ bo'lgan.

O'z tajribalariga ko'ra Gers Maksvell elektromagnit nazariyasi to'liq tasdiqlanganligi haqida xulosa chiqargan. Ko'zga ko'rinmaydigan sirli elektromagnit to'lqinlarning mavjudligini va ularning tezligi yorug'lik tezligi kabi kattaligini isbotlagan. Ular yordamida simlarsiz energiya uzatish mumkinligini aytgan. Lekin ularning vositasida aloqa vositalari vujudga kelishi mumkinligini tasavvur etmagan.

Elektromagnit to'lqinlari G.Gers tomonidan ochilishi buyuk kashfiyot edi. Bu kashfiyot ko'plab ixtirolargacha yo'l ochgan. Radio-ning ixtiro etilishi ularning orasida eng ahamiyatligi bo'lib, bu sohada fransiyalik E.Bredli, amerikalik N.Tesla, rossiyalik A.S.Popov,

italiyalik G. Markonining xizmati bor. Markoni faqat ixtirochi emas, tadbirkor ham bo‘lib, radioni butun odamzodga xizmat qilishida bosh bo‘lgan deyish mumkin.

Nurlanish nazariyasining rivojlanishi turli yorug‘lik manbalarining, jumladan lazerlarning, radiolokatsiyaning yaratilishiga olib kelgan.

Nurlanish xossalarini o‘rganish tufayli nurlanish parametrlariga ko‘ra (qutblanishi, energetik spektri, burchak taqsimoti) nurlanish ro‘y bergan sharoit haqida xulosa chiqarish mumkin. Shuning uchun kosmik obyektlarning elektromagnit nurlanishini o‘rganish — ular haqidagi asosiy va juda keng ma‘lumot manbaidir. Jumladan neytron yulduzlar o‘zlarining alomat impulsli nurlanishi tufayli ochilib, pulsarlar deb nomlanadi. Uzoq galaktikalar spektrini o‘rganish tufayli dunyoning kengayuvchi modeli tasdiqlandi. Nurlanish xossalarini o‘rganish moddaning tuzilishi haqidagi ko‘p muammolarning hal qilinishiga, kvant mexanikasi va nisbiylik nazariyasining yaratilishiga olib keldi.

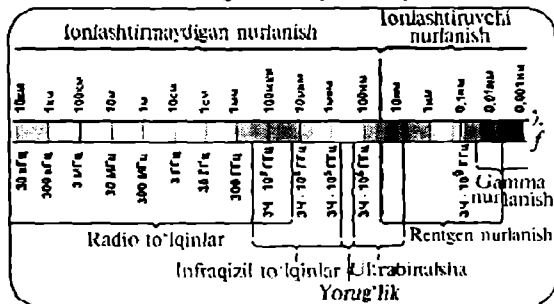
Savol va masalalar

- 44.1. Nurlanish intensivligi (Umov - Poyting vektori) nimalarga bog‘liq?
- 44.2. Quyosh doimiyisi $1.4 \text{ kW} / \text{m}^2$ ga teng. Buni qanday tushunasiz?
- 44.3. Nurlanish intensivligi antenna yo‘nalishiga qanday bog‘liq?
- 44.4. Doimiy tezlik bilan aylana bo‘ylab harakatlanayotgan zaryadli zarra elektromagnit nurlanish chiqaradimi?
- 44.5. Ochiq vibrator deb nimaga aytiladi?

45-§. Elektromagnit to‘lqinlar shkalasi. Elektromagnit to‘lqinlarning qo‘llanishi

Maksvell nazariyasiga asoslangan elektrodinamikada dastlab elektromagnit to‘lqinlarni elektromagnetizm usullari bilan, induktivlik, sig‘im kabi elektr qurilmalari bilan hosil qilingan to‘lqinlar sifatida tushunilar edi. Lekin tezda elektromagnit to‘lqinlarning sinish, qaytish, qutblanish, difraksiya, interferensiya va boshqa

Elektromagnit to'liqlar spektri



45.1-rasm.

xossalari yorug'lik nurlarining xossalari mos kelishi ma'lum bo'ldi. Shundan so'ng yorug'lik nurlari elektromagnit to'liqlarning bir qismi, inson ko'zi sezadigan qismi ekanligi ma'lum bo'ldi. Shundan boshlab optika faniga elektrodinamika fani kirib keldi va optikaning nihoyatda rivojlanishiga hissa qo'shdi.

Optikada yorug'lik prizmasi yordamida tabiiy yorug'likni turli ranglarga, turli chastotalarga ajratish Nyuton tarafidan kashf etildi. Nyuton shunday qilib tabiatda kuzatiladigan kamalak hodisasini tushuntirdi. Kamalak — Quyoshdan kelayotgan tabiiy yorug'likning atmosferadagi mayda suv tomchilarida sinish hodisasidan iborat. Bunday sinish turli chastotalar uchun turlicha bo'lgani uchun turli to'liq uzunlikka ega bo'lgan yorug'lik nurlar fazoda turlicha tarqala boshlaydi, yorug'lik ranglarga ajraydi.

Inson ko'zi to'liq uzunliklari 400—800 nm oraliqdagi elektromagnit to'liqlarni sezadi. Ularning chastotalari $0.75-0.19 \cdot 10^{15}$ oraliqqa to'g'ri keladi va umumiy elektromagnit spektrning juda kichik qismini tashkil etadi. Yorug'lik fotonlarini energiyasi 1.55-3.1eV ga to'g'ri keladi. Bu oraliq tasodifiy bo'lmay, Quyosh nurlanish spektral chizig'ining maksimumiga to'g'ri keladi. Bu chegaralar qat'iy bo'lmay, inson organizmiga bog'liq, hatto, kun davomida ham ko'zning sezgirligi o'zgarishi mumkin. Adabiyotdan ma'lum bo'lishicha, Boburning nevarasi, hindistonning buyuk shohi Akbarshoh kunduzi ham Suhayl yulduzini ko'ra olgan. Ayrim odamlar esa svetofordagi chiroqlar rangini ham ajrata olmaydi.

Ma'lum bo'lishicha, inson ko'zi uch turdagi sezgir nuqtalarga ega bo'lib, bu organlar yorug'lik nurlarini kimyoviy ravishda sezib, elektr signallarini hosil qiladi va nerv tolalari orqali miyaga uzatadi. Sezgir nuqtalarning umumiy soni bir necha millionga yetib, ko'z juda sezgir optik asboddir. Tashqi yoritilganlik 10^7 — 10^8 marta o'zgarganda ham ko'z ko'rish qobiliyatini saqlab qoladi. Ko'zdagi uch turdagi sezgir nuqtalar spektrning turli sohalarida maksimal sezgirlikka ega bo'lgani uchun, ularni shartli ravishda qizil, yashil va ko'k (havorang) nurlarni ko'radigan nuqtalar deb hisoblanadi. Shunisi qiziqki, rangli televizorlarda ham minglab turli — tuman ranglar uchta rangning kombinatsiyasi yordamida hosil qilinadi.

Infraqizil nurlanish — yorug'lik nurlariga nisbatan kichik chastotali nurlanish bo'lib, birinchi bor 1800-yilda, yorug'lik nurlarini prizma yordamida spektrga yoyib o'rganish jarayonida kashf etilgan. Issiq jismlarning hammasi infraqizil nurlar chiqaradi va ularning energiyasini insonning terisi ham sezadi. Minglab Kelvin temperaturali jismlar infraqizil nurlardan tashqari yorug'lik nurlarini, birinchi navbatta qizil nurlarni chiqara boshlaydi.

Radio to'lqinlar elektromagnit spektrdagi eng kichik chastotali sohani egallaydi. Aloqa vositalari — radio, televizorlar, uyali telefonlar, internet, kosmik aloqa — radioto'lqinlardan foydalanadi. Ular bir-biriga xalaqit bermasligi uchun, elektromagnit spektrning ma'lum chastotalarida ishlash uchun davlat idoralaridan ruxsat oladilar. Uyali aloqada milliardlab telefonlar bir chastotada ishlashi kashf etilgani uchun Yer yuzasidagi milliardlab odamlar bir vaqtda simsiz elektromagnit aloqadan foydalanish imkoniyatiga ega bo'ldi. Bunday aloqada barcha telefonlar bir chastotada ishlaydi, lekin telefonning sim — karta deb ataluvchi qismi faqat shu telefonga, shu abonentga jo'natilgan signallarni qabul qiladi. Bu-kompyuter ichida qo'llaniladigan texnologiyaning aloqa sohasiga qo'llanilishidir.

Ultrabinafsha nurlar yorug'lik nurlaridan katta chastotaga egadir. Ultrabinafsha nurlar haqida tushuncha birinchi bor XIII asr hind faylasufi Shri Madhvacharya asarida uchraydi. U tasvirlagan joyda oddiy ko'z ko'rmaydigan binafsha nurlar bo'lgan. 1800-yilda infraqizil nurlar kashf etilgandan so'ng, nemis fizigi Ritter yorug'-

lik spektrining qisqa to‘lqinli sohasida izlanishlar olib boradi. 1801-yilda u Quyosh spektridagi yorug‘lik to‘lqinlariga nisbatan qisqa to‘lqin uzunlikdagi nurlar kumush xloridni tez parchalashiga qarab, ultrabinafsha nurlarni ochadi.

Shunday qilib, yorug‘lik nurlarining ikki yonida ko‘zga ko‘rinmas nurlar ochiladi: qizil nurlar tarafida infroqizil nurlar, binafsha nurlar tarafida — ultrabinafsha nurlar. Ultrabinafsha nurlar kimyoviy ta‘siri kuchli ekanligi bilan ajralib turadi. Olimlarda uch turdagi nurlanishning tabiati birligi haqida fikr tug‘iladi.

Ultrabinafsha nurlarning biologik ta‘siri ularning inson organizmi uchun zarurligini ko‘rsatadi. Jumladan inson organizmida D vitaminining hosil bo‘lishi uchun ultrabinafsha nurlanish zarur. Shimoliy mintaqalarda Quyosh nurlanishining yetishmovchiligi «yorug‘lik ochligi» deb nomlanadigan natijalarga olib keladi. Shuning uchun tabiiy nurlanishdan tashqari sun‘iy ultrabinafsha nurlanish manbalari yaratilgan va ular «solyariy» deb nomlanadi. Lekin bizning mintaqada ultrabinafsha nurlanishning ta‘sinri keragidan ortiq bo‘lmasligi haqida ko‘proq o‘ylash kerak.

Tabiiy Quyosh nurida ultrabinafsha nurlanish nisbatan ko‘p bo‘ladi, lekin o‘zining kimyoviy ta‘siri kuchli bo‘lgani uchun bu nurlanish atmosferada ushlanib qoladi. Yuqoriga, toqqa ko‘tarilgan odam uchun ultrabinafsha nurlanishning ta‘siri ortib boradi va tog‘dagi odam terisini bir kunda kuyib qo‘yishi mumkin.

Insonning ko‘zi ultrabinafsha nurlarni ko‘rmaydi, lekin bunday nurlanish meyoridan ortiq bo‘lsa, ko‘zning sezgir qismiga zararli ta‘sir etib, ko‘z ko‘rmay qolishi mumkin. Ayniqsa, qorli toqqa chiqqan sayyohlar bundan extiyot bo‘lishi kerak. Himoya vositasi sifatida shisha ko‘zoynak ultrabinafsha nurlarni tutib qoladi, plastmassa ko‘zoynaklar esa — o‘tkazadi.

Qushlarning ko‘rish qobiliyatini o‘rgangan olimlar ularning to‘rt nurda ko‘rishini, ularning biri yorug‘lik nurlariga yaqin bo‘lgan ultrabinafsha nurlar sohasida ekanligini aniqlashgan. Shuning uchun qushlarning rang sezish qobiliyati odamnikidan ko‘p marta kengroq bo‘lishi kerak. Masalan, qarg‘alar bir-birini odamlar ko‘rganidek qora emas, turli ranglarda ko‘rishi kerak. Ranglarga sezgir burgut katta balandlikdan kerakli ovini topishi mumkin.

Ultrabinafsha nurlar havo va suvni, honadagi barcha sirtlarni dezinfeksiya qilish uchun qo'llaniladi. Ma'lum bo'lishicha, ma'lum uzunlikdagi (254 nm) ultrabinafsha nurlar mikroorganizmlarni ichiga kirib borib, ularning DNK molekulalariga zarar yetkazib, ularning ko'payishini to'xtatar ekan. Agar lampa faqat kerakli ultrabinafsha nurlarni chiqarsa, insonga zarar etkazmagan holda xonadonni, shifoxonani, jamoat joylarini mikroorganizmlardan tozalashi mumkin.

Rentgen nurlarining chastotasi $3 \cdot 10^{16} \div 6 \cdot 10^{19}$ Gers oraliqda, **gamma** — nurlanish chastotasi 10^{19} Gers dan ortiq sohada yotadi deb hisoblanadi. Bu oraliqlar qisman kesishgan ekanligini ko'rib turibmiz. Bu sohada yadrodan chiqqan nurlanishni gamma nurlanish, elektronlar hosil qilgan nurlanishni rentgen nurlanishi deb yuritiladi. Lekin nurlanish xossalari faqat chastotasiga bog'liq bo'lib, uning qanday hosil bo'lganiga bog'liq emas.

Rentgen nurlarini V.K.Rentgen 1895-yili ochgan bo'lib, ularni x-nurlar deb atagan. Bu nurlar tabiiy kosmik nurlanishda, radioaktiv moddalar nurlanishida, rentgen trubkasining nurlanishida kuzatiladi. Rentgen trubkasida termoelektron emissiya tufayli katoddan chiqqan elektronlar kuchli elektr maydonda (10—100 kV) tezlashtiriladi, anodga kelib urilgan elektronlar energiya-sining asosiy qismini anodni isitishga sarflaydi, kichik, 1% qismini rentgen nurlanishiga sarflaydi.

Rentgen nurlarining yuqorida ko'rilgan boshqa nurlardan asosiy farqi shundaki, ular turli moddalardan o'tish qobiliyatiga ega. O'tgan nurlarning fotoplastinkalarda rasmini olib, moddaning ichki tuzilishi haqida ma'lumot olish mumkin. Inson tanasidan o'tganda Rentgen nurlari asosan suyaklardagina yutilib, ularning tasvirini olish imkonini beradi. V.K.Rentgen birinchi maqolasidayoq nashr



45.2-rasm.

etgan qo'lning rentgenogrammasi bu nurlarni meditsinada qo'llanishiga yo'l ochib berdi. Bu nurlarni ochib, tekshirgani uchun olim 1901-yili birinchi Nobel mukofoti sovrindori bo'lgan. Nobel mukofoti komitetining qarorida kashfiyotning amaliy ahamiyati ayniqsa ta'killangan edi. Hozirgi

zamonda bu nurlarning eng murakkab qo'llanishi rentgenostruktura analizi deb ataladi. Bu usul bilan, masalan, DNK tuzilishi o'rganilgan.

Gamma nurlar radioaktivlikni o'rganish jarayonida ochilgan bo'lib, ular atom yadrolarida hosil bo'lib, tashqariga nurlanadi. Gamma nurlanish elementar zarralarning reaksiyalarida ham, jumladan elektron — pozitron annigilyatsiya hodisasida ham hosil bo'ladi. Elektromagnit to'lqinlar spektrida gamma nurlar eng yuqori chastotali chegarani egallaydi. Rentgen nurlari kabi ular ham kuchli o'tuvchanlik xossasiga ega. Gamma va rentgen nurlari moddadan o'tayotganda moddani ionlashtiradi, bu ionlashgan moddaga qarab nurlarni o'zining qayd qilish mumkin. Inson organizmida rentgen va gamma nurlarning zarari aynan shunday ionlashuv bilan, hayotiy muhim molekulalarning zararlanishi bilan bog'liq.

Tabiatdagi barcha moddiy jismlar o'zidan elektromagnit to'lqinlar chiqaradi. Issiqlik bilan bog'liq nurlanish barcha jismlarga tegishlidir. Past haroratli jismlar radioto'lqinlar va infroqizil to'lqinlarni nurlatsa, yuqori haroratli jismlar, masalan yulduzlar, yorug'lik nurlarini ham chiqaradi. Insonning ko'rish organi - ko'zi, yorug'lik nurlarini sezadi, ular esa Quyosh issiqlik nurlanish spektrining eng baland qismiga to'g'ri keladi, bu bejiz emas.

Quyoshning o'lchamlari Yernikidan yuz marta katta, yuzasi — o'n ming marta, hajmi million marta ortiq. Quyoshdan kelayotgan elektromagnit to'lqinlar Yerdagi butun hayotiy jarayonlarni energiya bilan ta'minlaydi. O'simliklarning yashil barglarida fotosintez jarayonida suv va havodagi CO_2 birlashib, organik modda hosil bo'ladi. Bunda kerak bo'ladigan boshqa moddalar miqdori 1% ga yetmaydi va ularni o'simliklar yerdan oladi. Bu moddalar orasida eng ko'p kerak bo'ladiganni azot bo'lib, ayrim o'simliklar (beda, dukkakli ekinlar) uni ham havodan olish qobiliyatiga ega. Shunday qilib, o'simliklar Quyosh nurlari yordamida suv va havodan yog'och va ming xil ozuqalarni yaratishadi.

Yerdagi butun hayot manbai bo'lgan Quyoshdagi jarayonlarni ham inson undan kelayotgan elektromagnit to'lqinlarga qarab o'rganadi.

Elektromagnit nurlanish faqat Quyosh va Quyosh sistemasi emas, butun borliq haqida ma'lumot beradi. Qadimgi astronomlar Samoni yorug'lik nurlaridagina o'rgangan bo'lsa, zamonamiz

astronom va astrofiziklari Samoni zamonaviy bilimlar va zamonaviy teleskoplar bilan qurollangan holda elektromagnit to'liqlar spektrining turli sohalarida kuzatib, Quyosh va Yerning, butun borliqning o'tmishi va kelajagini o'rganishmoqda. Radio-astronomiya, infraqizil astronomiya, ultrobinafsha astronomiya, rentgen astronomiya, gamma astronomiyalari vujudga kelgan, ularning har biri borliq haqida yangi ma'lumotlar olish imkonini bermocda.

O'tmishda borliq juda issiq va siqilgan plazma holatida bo'lib, zarralar va elektromagnit to'liqlar o'zaro muvozanatda bo'lgan. Borliq kengayib, sovigan, shunda modda va elektromagnit nurlanish ayrim — ayrim hayot kechira boshlagan. Bunday o'tmishdan «qoldiq» elektromagnit nurlanishni mavjudligini rus olimi Gamov bashorat qilgan edi. 1990-yillarda butun Samoni to'ldirgan bu «qoldiq» nurlanish amalda topildi. Bu nurlanish Samodagi biron yo'nalishdan kelmaydi, balki barcha yo'nalishlarda tekis taqsimlangan holda butun borliqni to'ldirib turadi. Bu nurlanishning ochilishi esa butun borliqni 13.7 milliard yil avval ro'y bergan Katta portlash bilan vujudga kelganini tasdiqlaydi. Bu nurlanishning ochgan va o'rganagan amerikalik olimlar esa 2000-yilda fandagi eng yuksak Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan.

46-§. Zamonaviy aloqa vositalari

Elektromagnit to'liqlarning aloqada qo'llanilishi — ularning eng muhim qo'llanish sohasidir. Elektromagnit to'liqlarning mavjudligini tasdiqlagan Gers tajribalari (1888-y.) bilan ketma-ket olimlar elektromagnit to'liqlar o'zining ulkan tezligi tufayli ma'lumotlarni uzatish uchun katta imkoniyatlarga egaligi haqida fikrga keladilar. Bu sohada rus olimi A.S.Popov, italiyalik muhandis G.Markonining radio aloqaning vujudga kelishidagi hissalar katta bo'lgan. Ularning radio sohasidagi dastlabki ishlari 1895-yilga taalluqlidir. Lekin radioni butun dunyoga yoyilishi muhandis va tadbirkor Markoni ismi bilan bog'liq. 1901-yili 12-dekabrda 27-yoshli Markoni Angliyadan nurlatilgan radio signallarini Kanada qabul qilib, radioto'liqlar Yer sirtining egrilanishi ortidan egrilanib, uzoq masofalarga axborot olib borishi mumkinligi isbotlagan. Radio to'liqlarini chastotali modulyatsiya etish

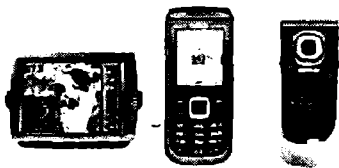
G.Armstrong tomonidan ixtiro etildi. Radio bilan ketma-ket televidenie rivojlandi. Ular aloqa vositasi sifatida ham, ommaviy axborot vositasi sifatida ham qo'llaniladi.

Radio aloqada uzatuvchi va qabul qiluvchi stansiyalar ishtirok etadi. Uzatuvchi stansiyada elektromagnit tebranma konturda kerakli chastotaga ega bo'lgan tashuvchi tebranishlar hosil qilinadi, kerakli ma'lumotlar, axborotlar modulyatsiya etiladi. Dastlab amplitudali modulyatsiya ixtiro etilgan bo'lsa, so'ngra chastotali modulyatsiya kashf etildi. Modulyatsiyalangan tebranishlar kuchaytirilib, antena orqali fazoga nurlatiladi.

Fazoda barcha tarafga tarqalayotgan elektromagnit to'lqinlar, jumladan, uzoq masofada joylashgan qabul qiluvchi stansiyaning antennasida elektr tebranishlar vujudga keltirib, ular rezonans hodisasidan farqlanib kuchaytiriladi, ulardan axborotlar ajratib olinadi (demodulyatsiya jarayoni), axborotli elektr tebranishlar tovush to'lqinlariga aylantiriladi.

Televideniye aloqasida uzatuvchi to'lqinlar faqat tovush emas, tasvir haqidagi ma'lumotni ham, tasvirning har bir nuqtasi haqidagi ma'lumotni ham uzatadi. Harakatdagi tasvir ko'plab rasmlarni ketma-ket uzatish yo'li bilan hosil qilinadi. Bunda uzatiluvchi axborot radiodagidan ko'p marta ortiq bo'lgani uchun, yuqori chastotali tashuvchi to'lqinlardan foydalaniladi. Qabul qiluvchi stansiyada (televizorda) tovush va tasvirlar tiklanib, biz harakatdagi tasvirni ko'ramiz. Tovush va tasvirning elektromagnit to'lqinlar vositasida bunday uzatilishi faqat Yerda emas, planetalar orasidagi ulkan masofalarga ham amalga oshiriladi.

Elektromagnit to'lqinlar chastotasi ortgani sari, ularning difraksiya xossasi kuchsizlanib, to'lqinlar ko'proq to'g'ri chiziqli tarqaladi. Yorug'lik to'lqinlarida bu xossa ayniqsa sezilarlidir. Shuning uchun tulevizion tasvir uzatiladigan antennalar mahsus, juda baland minoralarga o'matiladi, bunday antenna ko'rinadigan joylarda televizorlar tasvirni ishonchli ravishda qabul qiladi. XXI asrga kelib televideniye to'lqinlarini Yerning sun'iy yo'ldoshlari — aloqa kosmik kemalari orqali uzatish rivojlanmoqda. Bunday kosmik kemalar orqali bir paytning o'zida yuzlab televizion dasturlar va yana millionlab telefon aloqalari uzatilib, butun dunyodagi odamlarni yaqinlari bilan, kasbdoshlari bilan bog'laydi. Zamonaviy aloqa



46. 1-rasm.

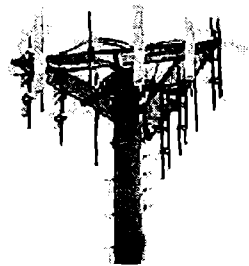
vositarlari orasida uyali telefon alohida o'rin egallamoqda. Uning qulayligi birinchi navbatda uning mobiligi bilan, so'ngra aloqaning sifati bilan belgilanadi.

Mobil ingliz so'zi — qo'zg'aluvchan, «foydalanuchi bilan birga yuradigan», simlar bilan bog'lanmagan degan ma'noni bildiradi. Zamonaviy kompyuter texnologiyalariga asoslangan mobil telefonlar eng qulay o'lcham va vaznga yetgan (46.1-rasm). Ularning o'lchamlarini yanada kichraytirish imkoni bo'lsada, bu ulardan foydalanishni noqulay qilib qo'yardi. Mobil aloqa kompyuter texnologiyalariga asoslangan bo'lib, tovushli va tasvirli axborotlar bilan ishlovchi ixcham kompyuterlardan iborat. Boshqa kompyuterlar kabi ularning protsessori, hotirasi, monitori, internet bilan ulanish vositalari va boshqa qurilmalari bor. Ularning asosiysi — elektromagnit to'lqinlar yordamida aloqa o'rnatish vositalaridir. Mutahassislarning fikricha, qirq yil ilgari (1969-y.) insonni Oyga olib chiqqan Appolon kosmik kemasining kompyuterlari zamonaviy mobil telefonlarning kompyuterlaridan kuchsiz bo'lgan ekan.

Kompyuterlarda barcha ma'lumotlar (jumladan, harflar) sonlarga aylantirilib saqlanadi, sonlar ikkilik sanoq sistemasida, «nol» va «bir» raqamlari vositasida yoziladi. «Bir» raqami elektromagnit to'lqin impulsi bilan uzatilsa, «nol» - to'lqinning yo'q bo'lishi bilan uzatilishi mumkin. Demak, biron harfni uzatish uchun tashuvchi elektromagnit tebranish yetarlidir. Keng tarqalgan GSM1800 uyali aloqa standartida ≈ 1800 MHz chastotali uzatuvchi to'lqinlar qo'llaniladi. Demak, ular yordamida bir sekunda $\approx 10^7$ harfdan iborat ma'lumotni, ulkan ensiklopediya tomining mazmunini uzatish imkoni mavjud.

Hozirgi paytda dunyodagi mobil telefonlar soni dunyo aholisining soniga yaqinlashadi, dunyodagi 2 odamdan biri bunday aloqadan foydalanadi deyish mumkin. Fizika nuqtai nazaridan buncha ko'p telefonlar qanday qilib elektromagnit to'lqinlardan foydalanib ishlashi, bir-biriga halaqit bermasligini tushunish muhim. Buni uyali aloqaning GSM1800 standarti misolida tushuntiramiz.

Millionlab odamlar uchun uyali aloqa tizimi bir vaqtda mobil telefonlardan foydalanishi ishlab chiqilgan. Unda mobil telefonlar bir-biri bilan emas, baza stansiya (BS) bilan aloqa o'rnatadi. BS (46.2-rasm) uyali aloqada oddiy telefonlar uchun telefon stansiyasi kabi xizmat qiladi.



GSM standarti 1982-yildan boshlab Yevropa mamlakatlarining milliy telefon kompaniyalarining birgalikdagi texnik izlanishlari natijasi sifatida vujudga kelgan. GSM1800 standartida 1710-1880 MHz chastotalar intervali foydalanilib, intervalning yarmi telefonlardan baza stansiyalariga to'liq uzatish uchun, ikkinchi yarmi baza stansiyalaridan telefonlarga to'liq uzatish uchun qo'llaniladi. Shuning uchun telefon uzatayotgan to'liqlar uning qabul qilishiga ta'sir etmaydi.

Chastotalar intervali baza stansiyasidan uzatuvchi aniq chastotaga ega bo'lgan 374 kanalga va 374 qabul qiluvchi kanalga ajratiladi. Bazaviy stansiya o'ziga yaqin bo'lgan o'z kompaniyasiga tegishli mobil telefonlar bilan ma'lumot almashadi va ularning ishini boshqarib turadi. Jumladan, u bir kanal bo'yicha 8 tagacha telefonning bir vaqtda ishlashi, ularni uzatuvchi va qabul qiluvchi to'liqlari vaqt bo'yicha ajralib turishini boshqarib turadi. Shunday qilib, 8 telefon bir chastotadan foydalanib ishlasada, ular navbat bilan to'liq chiqarib, bir-birining ishlashiga halaqit bermaydi. BS ham ularga navbat bilan signal yuboradi.

Uyali aloqa operatori deb bunday xizmatni ko'rsatuvchi tashkilotga aytiladi. Operator 374 turli aloqa kanallaridan bir nechtasida ishlash uchun ruxsatnoma oladi. Ma'lum hududda uyali aloqa xizmatini tashkil etish uchun bazaviy stansiyalar tashkil etadi. BS lar binolarning tepasiga, tog'larga yoki maxsus machtalarga o'rnatiladi. Bir BS ko'pi bilan 6 turli aloqa kanallarida ishlaydi, ko'p hollarda kanallar soni 1-3 bo'ladi. BS lar orasidagi masofa 400 metrdan 120 kilometrgacha bo'ladi, har bir BS o'zining atrofidagi ko'plab telefonlarga xizmat qiladi. O'zaro yaqin joylashgan BS lar bir-birining ishiga halaqit bermaslik uchun turli chastotalarda ishlaydi. Uzoq masofadagi BS bir xil chastotalarni qo'llashi

mumkin. Operator borgan sari ko'proq telefonlarga xizmat qilish uchun BS lar sonini oshirib boradi.

Telefondan foydalanuvchi harakatlanib, bir BS hududidan ikkinchi BS hududiga o'tishi mumkin. Bunda aloqaning uzilmaslik choralari ko'riladi. Har bir telefon bir BS emas, yaqindagi bir necha BS larning maxsus signallarini qabul qilib turadi va eng kuchli signalga ega bo'lgan, eng yaqin BS bilan ishlaydi. Agar telefonning harakati tufayli bu BS ning signali kuchsizlashib, boshqa BS signali kuchliroq bo'lib qolsa, telefon bu haqda o'zi ishlab turgan BS ga xabar beradi, so'ngra bu telefon bilan ishlash yangi BS ga yuklanadi, aloqa uzilmaydi. Bunda telefonning ishlash kanali (chastota) ham o'zgaradi. Bu jarayon «handover» deb ataladi.

Telefondan foydalanuvchi (masalan, chet elga borganida) harakatlanib, operator xizmat ko'rsatadigan hududdan tashqari chiqishi mumkin. Agar unda «roaming» xizmati aktivlashtirilgan bo'lsa, yangi hududdagi GSM operatori unga xizmat ko'rsata boshlaydi, aloqa uzilmaydi. Lekin aloqa ikki operator orqali amalga oshirilib, xizmat haqi keskin ortadi.

BS telefonlar bilan ishlash jarayonida ulardan kelayotgan signallar kuchini o'lchab boradi va ularga to'lqinlarni nurlanish energiyasini oshirish yoki kamaytirish haqida ma'lumot yuboradi. Buning ikki ahamiyati bor. Birinchidan, telefon akkumlyatori energiyasini tejab, undan uzoq vaqt zaryad etmasdan foydalanish mumkin. Ikkinchidan, bunday yo'l bilan odam qulog'ining yonida nurlatilayotgan elektromagnit to'lqinlar energiyasi cheklanadi. Zamonaviy uyali telefonlarning elektromagnit nurlanish quvvati 1 W dan oshmaydi. Demak, bu to'lqinlarning inson organizmiga yetkazishi mumkin bo'lgan zararining oldi olinadi.

Boshqa tarafdin BS telefonlar qabul qilayotgan signallar energiyasi haqida ma'lumot olib turadi va ularga qarab o'z elektromagnit nurlanishini eng kichik darajada saqlaydi. Natijada bu (birinchi) BS ga qo'shni bo'lmagan, uzoqroqdagi (ikkinchi) BS hududiga birinchi BS to'lqinlari juda kuchsiz bo'lib yetib boradi, va bu ikkinchi BS da ham birinchi BS da qo'llanilgan chastotalarni, aloqa kanallarini qo'llash imkoniyati bo'ladi. Shunday qilib, cheklangan sondagi aloqa kanallari yordamida milliardlab odamlarga uyali telefon xizmati amalga oshiriladi.

Muhim formulalar

Maksvell tenglamalari

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{D} = \rho, & \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t, & \quad \operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0, & \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \partial \vec{D} / \partial t, & \quad \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \end{aligned}$$

- Elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonuni:

$$\vec{j} \vec{E} + \operatorname{div} \vec{S} + \frac{\partial w}{\partial t} = 0.$$

- Umov-Poyting vektori: $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$.

- Elektromagnit engergiya zichligi: $w = \frac{\vec{D} \vec{E}}{2} + \frac{\vec{B} \vec{H}}{2}$.

- To'liqin tenglamalari: $\Delta \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$. $\Delta \vec{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0$.

- Yorug'likning muhitdagi $\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 = \frac{1}{v^2}$ va bo'shliqdagi tezligi: $c = 1 / \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

- Muhitning sindirish ko'rsatuichi: $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$.

- Elektromagnit to'liqindagi vektor munosabatlar:

$$\vec{E} \perp \vec{k}, \quad \vec{H} \perp \vec{k}, \quad \vec{E} \perp \vec{H}.$$

- Elektromagnit to'liqindagi miqdoriy munosabatlar:

$$E = cB, \quad w_E = w_B, \quad S = vw.$$

- Dipol nurlanish intensivligi: $S = \frac{\alpha \omega^4 P_0^2}{r^2} \sin^2 \theta$.

MODDANING ELEKTR VA MAGNIT XOSSALARI

Elektr va magnit maydonlarning manbalari zaryadlardan iborat bo‘lib, maydonlar zaryadlarning atrofida fazoda yoyilgan bo‘ladi. Elektr va magnit maydonlarning mavjud bo‘lishi uchun moddaning, muhitning zaruriyati yo‘q, ular bo‘sh fazoda ham mavjud bo‘laveradi. Shu bilan birga modda mavjud bo‘lgan sohada moddaning ichiga ham kirib boradi.

Materiya ikki shaklda bo‘lib, ulardan biri maydon (gravitatsion, elektromagnit), ikkinchisi moddadan iborat. Modda asosan neytral atom va molekulalardan iborat. Atomlar musbat yadro va uning atrofidagi elektronlardan iborat, aksariyat hollarda bir nechta atomlar birlashib, molekula hosil qiladi. Juda ko‘p atom yoki molekular birlashib, kristallni — moddaning qattiq holatini hosil qiladi. Atom va molekular neytral bo‘lishiga qaramay, ko‘p hollarda elektr dipol momentga, magnit momentga ega bo‘ladi. Odatda ular betartib bo‘lsada, tashqi elektr va magnit maydonlar ta’sirida tartiblashadi, qo‘shimcha elektr va magnit maydonlar hosil qiladi, bu maydonlar moddaning elektr va magnit qutblanishi deb ataladi. Ayrim qattiq moddalarda tashqi maydonsiz, tabiiy elektr yoki magnit qutblanishi kuzatiladi.

Ushbu qo‘llanmada moddaning elektr va magnit xossalari bayoni asosan ohirgi bo‘limga qoldirilgan bo‘lsada, 7-§ moddaning elektr xossalari bag‘ishlangan edi. Moddaning murakkab elektr va magnit xossalarini o‘rganish ushbu bobda davom ettiriladi.

47-§. Segnetoelektriklar

Yuqorida (7-§) moddadagi elektr maydon kuchlanganligi uning qutblanganligi \vec{P} orqali ifodalanishi ko‘rsatilgan edi: $-\vec{P}/\varepsilon_0$, bu maydon tashqi erkin zaryadlar maydoni \vec{D} bilan qo‘shilib, to‘liq maydon \vec{E} ni hosil qiladi: $\vec{E} = (\vec{D} - \vec{P})/\varepsilon_0$, bundan:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (47.1)$$

Tabiatdagi ko'pchilik moddalar uchun \vec{P} to'liq maydonga mutanosib bo'lib, bundan elektr kuchlanganlik va elektr induksiya orasidagi odatdagi munosabat kelib chiqadi: $\vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi_E \vec{E} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$, $\varepsilon = 1 + \chi_E$. Lekin ayrim moddalarda qutblanganlik maydon kuchlanganligiga mutanosib emas. Bunday moddalarni chiziqsiz deb ataladi va ulardagi elektr maydonni o'rganish (47.1) munosabatga asoslanadi.

Pyezoelektriklar deb shunday kristall moddalarga aytiladiki, ularda elektr maydon bo'lmaganda ham mexanik deformatsiya ta'sirida (siqish, cho'zish) elektr qutblanish P vujudga keladi. Aksincha, bunday kristallarga elektr maydon ta'sir etganda ularda mexanik deformatsiya kuzatiladi.

Pyezoelektrik hodisaning sababini quyidagicha tushuntirish mumkin. Tashqi ta'sir bo'lmaganda bunda kristalldagi ionlar umumiy elektr maydon — qutblanish nol bo'ladigan holatda joylashadi. Deformatsiya esa turli ionlar holatini turlicha o'zgartirib, musbat ionlarni bir sirtga, manfiy ionlarni aksincha, qarama-qarshi sirtga yaqinlashtirishi mumkin. Natijada qarama-qarshi sirtlarda turli zaryadlar va potensiallar farqi vujudga keladi. Ionlarning o'zaro elektr ta'sirlashuvi deformatsiya bo'lmaganda eng kichik ta'sirlashuv energiyasiga egadir. Deformatsiya bunday holatni o'zgartiradi, energiya ortadi, ionlarning ta'sirlashuvi bu o'zgarishga, deformatsiyaga to'sqinlik qiladi, bu kuchlarni ellastiklik kuchlari deb ataladi. Shunday qilib kristallardagi mexanik kuchlar elektr tabiatiga egaligi tushuntiriladi.

Deformatsiyaning bunday elektr ta'siri hamma kristallarda emas, kristall panjaraning ma'lum, shakllariga ega bo'lgan moddalardagina vujudga keladi. Ularga pezoelektriklar deb nom berilgan. Pyezoelektriklarning birinchi namunasi — kvars (SiO_2) kristallidir.

Pyezoelektriklarda tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham mexanik ta'sir hisobiga elektr qutblanish P vujudga keladi. Pyezoelektriklar elektr tebranishlarni mexanik tebranishlarga aylantirish uchun, va aksincha, mexanik tebranishlarni elektr tebranishlarga

aylantirish uchun, bosimga sezgir qurilmalarda va boshqa joylarda qo'llaniladi.

Pyezoelektriklarning bir qismida hech qanday tashqi ta'sir bo'lmaganda ham elektr qutblanish P kuzatilishi mumkin. Ularni **piroelektriklar** deb ataladi. Lekin elektr qutblanish erkin zaryadlar maydoni bilan «yashirinadi». Erkin zaryadlar (havoda juda oz miqdorda uchraydigan elektronlar) kristall qutblanishi ta'sirida kristall sirtlarida qutblanishni kompensatsiyalashtiradigan holatlarda joylashib, qutblanish elektr maydonini kuzatishga imkoniyat bermaydi, shuning uchun piroelektriklardagi qutblanishning o'zi emas, balki temperaturaning keskin o'zgarishidagi qutblanishning o'zgarishi kuzatiladi.

Piroelektriklarning xossalari ayniqsa nurlanishlarni kuzatish asboblari qo'llash uchun qulaydir.

Piroelektriklarning ayrimlari **segnetoelektriklar** deb ataladi. Ularda tabiiy elektr qutblanish kuzatilishi bilan birga, bu qutblanish tashqi ta'sirlarga, jumladan elektr maydonga juda sezgir ekan. Segnetoelektriklarning asosiy xossalarini sanab o'taylik.

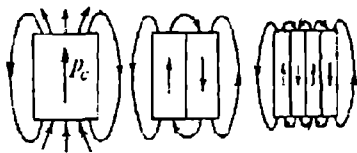
- Segnetoelektriklar elektr maydonisiz ham P qutblanganlikka (qoldiq qutblanganlikka) ega bo'ladi. Qutblanish P tashqi ta'sirlarga juda sezgir bo'ladi.

- Qutblanish P elektr maydon E ga kuchli va chiziqsiz bog'langan. Qutblanish to'yinish hossasiga ega bo'lib, to'yinish qutblanishi elektr maydon kuchlanganligi $\epsilon_0 E$ qiymatidan o'n minglab marta ortiq bo'lishi mumkin.

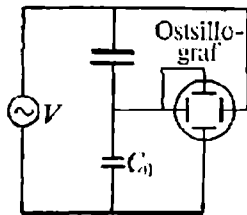
- Qutblanishning davriy elektr maydonga bog'lanishi bir qiymatli bo'lmay, halqasimon — gesterezis chizig'ini hosil qiladi (47.1-rasm).

- Segnetoelektriklar domenli tuzilishga ega (47.2-rasm).

- Segnetoelektrik xossalar faqat chegaraviy temperatura T_c gacha, mavjud bo'lib, temperatura chegaradan o'tishi bilan segnetoelektrik xossalar yo'qolib, oddiy dielektrik xossalar kuzatiladi. Bunda dielektrik singdiruvchanlik Kyuri — Veys qonuniga bo'ysinib, $\epsilon = C/(T - T_c)$ yoki $\epsilon = C/(T_c - T)$ formula bo'yicha o'zgaradi.



47.1-rasm.



47.2-rasm.

Segnetoelektriklarning bu xossalari fizikada batafsil o‘rganilgan ferromagnetik xossalarga o‘xshab ketadi.

Segnetoelektriklardagi qoldiq qutblanish shundan darak beradiki, ularda kristall panjaraning tabiiy qutblanish mexanizmi mavjud. Bu xossa temperaturaning cheklangan intervalida saqlanib, chegaraviy (Kyuri) haroratiga yetganda yo‘qoladi. Bunday qutblanish mexanizmi kristaldagi atomlarning elektron bulutlarining almashinuv ta’sirlashuvi bilan tushuntiriladi va kvant mexanikasida batafsil o‘rganiladi. Almashinuv ta’sirlashuvi faqat qattiq jismlarda, kristallarda va molekullarda ro‘y berishi mumkin.

Kristall panjaraning eng kichik takrorlanuvchi elementi elementar yacheyka deb ataladi. Segnetoelektriklarda elementar yacheyka elektr jihatdan birjinsli bo‘lmay, dipol momentga ega. Kristall ichidagi ta’sirlashuvlar shunday kvant xossaga egaki, qo‘shni yacheykalarining dipol momentlari parallel bo‘lganida ta’sirlashuv energiyasi eng kichik bo‘ladi, elektr maydon esa kuchayadi. Natijada kristallning biron sohasidagi (domenda) barcha yacheykalar tabiiy ravishda parallel dipol momentlarga ega bo‘ladi, bu sohadagi modda maksimal qutblanganlikka erishadi.

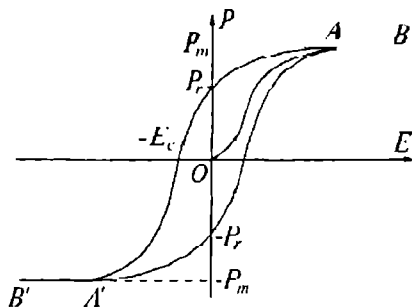
Butun kristall to‘liq qutblanib, bir domenga aylansa, uning kuchli elektr maydoni va bu maydonning nisbatan katta energiyasi bo‘ladi, kristallning bunday holati energetik jihatdan noqulay bo‘ladi. Kristall turli yo‘nalishda qutblangan bir necha domenlarga bo‘linsa, elektr maydon kristalldan tashqariga juda kam chiqadi va elektr energiyaning qiymati kamayadi. Lekin bunda domenlarning chegaralaridagi yacheykalar qutblanishi turlicha bo‘lib, buning hisobiga energiya ortadi. Shuning uchun tabiiy sharoitda kristal-

lardagi domenlar soni bitta bo'lishi ham, juda ko'p bo'lishi ham energetik jihatdan noqulaydir. Shunday sharoitda kristall o'zining shakli uchun optimal bo'lgan, energiyasini kichikroq qiladigan domenli tuzilishga ega bo'ladi. Tashqi elektr maydon domenlarning bunday tabiiy holatini o'zgartirishi mumkin.

Dastlab kristall qutblanmagan bo'lsin: $E = 0$ va $P = 0$ (47.1 rasmdagi O nuqta). Tashqi elektr maydon E ta'sirida kristall qutblanishi keskin o'sa boshlaydi (rasmdagi OA -chiziq). Bunda qutblanishning ortishi tashqi maydonga mos yo'nalgan domenlar o'lchamlari o'shishidan darak beradi, ular qutblanishi maydonga mos bo'lmagan domenlar hisobiga oshadi. Lekin maydon kuchlanganligi biron chegarasiga yetishi bilan, maydon kuchayishiga qaramay qutblanish P ortmay qo'yadi, to'yinish ro'y beradi. Bunday holat butun kristall yagona domenga aylanganda ro'y beradi.

Elektr maydon kamayishi bilan qutblanish kamayadi (AA' -chiziq), lekin bu kamayish dastlabki ortishga nisbatan kechikib ro'y beradi. Bunda domenlar chegarasining o'zgarishi oson emasligi, elektr maydonning o'zgarishiga nisbatan kechikishi seziladi. Maydon nolga aylanganda ham kristalda P , qoldiq qutblanish kuzatiladi. Bu qutblanishni nol qilish uchun esa teskari yo'nalishdagi maydon - E_c — koersitiv kuch zarur. Teskari yo'nalishdagi elektr maydonni oshirib borib, yana qutblanishning to'yinishiga yetish mumkin. Tajribada maydonni o'zgartirib gisterezis chizig'ining qolgan qismini ham olish mumkin (rasmdagi $A'A$ -chiziq).

Shunday qilib segnetoelektriklarning qutblanishining elektr maydonga bog'lanishi bir qiymatli bo'lmay, kristallning bundan



47.1-rasm.

avvalgi holatiga bog'liq ekan, ya'ni kristallning domenli tuzilishiga bog'liq ekan. Gisterezis yopiq chizig'ining umumiy sirti kristallning domenli tuzilishini o'zgartirish uchun kerak bo'lgan energiyaga mutanosibdir.

Segnetoelektriklarning gisterezis chizig'i ularning domenli tuzilishi bilan tushuntiriladi.

Tajribada gisterezis chizig'ini ko'plab ayrim nuqtalar bo'yicha chizish mumkin, lekin bundan qulayroq imkoniyat ham mavjud. Buning uchun segnetoelektirkka o'zgaruvchan kuchlanish bilan ta'sir etiladi. Bu kuchlanish ostsillografning gorizontal elektrodlariga ham ulanadi. Ostsillografning vertikal elektrodlariga segnetoelektrikning dipol momentining signali ulansa — ostsillograf ekranida gisterezis chizig'i kuzatiladi. Tajribadagi har qanday o'zgarish shu damdayoq ekrandagi gisterezis chizig'iga o'z ta'sirini ko'rsatadi. Jumladan temperatura o'zgarishi bilan gisterezis chizig'ining yo'qolishini ko'rish mumkin. O'zgaruvchan kuchlanish amplitudasini kamaytirib, to'yinish bo'lmagan hollarda gisterezis chizig'i shaklining o'zgarishini kuzatish mumkin. Buni avtomatlashtirilgan fizik tajribaning namunasi sifatida baholasa bo'ladi.

Segnetoelektrikning elektr qutblanishining o'zgarishi — sindirish qo'rsakichini o'zgartiradi ($n = \sqrt{\epsilon\mu}$), bu esa kristallni elektrooptik element sifatida qo'llashning imkoniyatini yaratadi: elektr kuchlanish uning optik xossalari va undan o'tadigan nurni boshqaradi. Segnetoelektrik kondensator ichki qatlamida qo'llanilganda ikki natijaga erishiladi: dielektrik singdiruvchanlik katta bo'lgani uchun elektr sig'im oshiriladi, ikkinchidan, dielektrik singdiruvchanlik maydonga chiziqsiz bog'lanishi hisobiga sig'imning qiymati o'zgaruvchan bo'ladi. Uning chiziqsiz xossalariidan foydalanib, undan tok va kuchlanishning qiymatlarini stabillash uchun, garmonik kuchlanishni impulsli kuchlanishga aylantirish, masofali boshqaruv elementi sifatida va boshqa ko'plab maqsadlarda qo'llash mumkin. Murakkab jarayonda foydalanish imkoniyatlari ko'p bo'ladi.

Elektr va magnitizm kursida dastlab xossalari elektr maydon E ga yoki magnit maydon induksiyasi B ga chiziqli bog'liq bo'lgan elementlar — oddiy dielektriklar, metall o'tkazgichlar va boshqa moddalar o'rganiladi. Lekin zamonaviy elektronikaning rivojlanishi turli tabiiy va sun'iy chiziqli bo'lmagan elementlar bilan bog'liq. Ulardan har birining fizik xossalari murakkab bo'lib, bu xossalari asosida turli fizik qurilmalar va ular asosida insonga xizmat qiluvchi minglab asboblari yaratiladi. Bu bo'limda chiziqsiz elektr hossalarga ega bo'lgan ayrim tabiiy moddalar bilan tanishdingiz. Olimlar esa odamlarga kerak xossalarga ega bo'lgan yangi-yangi sun'iy, tabiatda

uchramaydigan moddalarni yaratmoqdalar. Ular bilan texnikaning mikroelektronika, nanotexnologiya va boshqa bo‘limlari shug‘ullanadi.

Savol va masalalar

47.1. Pyezoelektrik qanday xossalarga ega va qanday maqsadlarda qo‘llaniladi?

47.2. Piroelektriklar qanday xossalarga ega va qanday maqsadlarda qo‘llaniladi?

47.3. Segnetoelektriklarning xossalarini batafsil bayon eting.

47.4. Segnetoelektrikning qutblanishi qanday ro‘y beradi?

47.5. Gisterezis chizig‘ini batafsil bayon eting.

47.6. Rasmda berilgan gisterezis chizig‘iga asoslanib, o‘zgaruvchi elektr maydonning kichik qiymatlarida gisterezis chizig‘i qanday bo‘lishini chizing.

47.7. Segnetoelektrikning elektr qutblanish xossalarini uning optik xossaloriga qanday aloqasi bor?

48-§. Molekulyar toklar va moddaning magnitlashuvi

Amper neytral moddaning ichida magnit maydonni vujudga keltiradigan **molekulyar toklar** oqadi deb faraz qildi. Molekulyar toklarning magnit maydoni moddaning magnitlashuvi sifatida namoyon bo‘ladi, o‘tkazuvchanlik toklarining magnit maydoniga qo‘shiladi. Doimiy magnitlarning magnit maydoni ham shunday molekulyar toklarning maydoni sifatida tushuniladi. Molekulyar toklar haqidagi Amper gipotezasi elektrodinamikada unumli natijalarga olib keldi.

Erkin zaryadlarning \vec{j} toklari hosil qiladigan maydoni

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j} \quad (48.1)$$

tenglama bilan aniqlanar ekan, bog‘langan zaryalarning toklari \vec{j}_m ham shu kabi magnit maydon hosil qilishi kerak. Bog‘langan zaryadlar toklarining magnit maydonini \vec{H}' deb belgilaylik, unda (48.1) ga qiyosan:

$$\operatorname{rot}\vec{H}' = \vec{j}_m \quad (48.2)$$

tenglama o‘rinli bo‘ladi. Bu tenglamaning integral shakli to‘liq tok qonuni kabi ifodalanadi:

$$\oint_L \vec{H}' \cdot d\vec{l} = I_m. \quad (48.3)$$

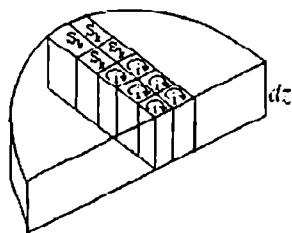
Bog‘langan zaryadlarning magnit maydoni \vec{H}' birlik hajmdagi muhitning magnit momenti \vec{J} ga, **magnitlashuv vektoriga** tengligini ko‘rsataylik. Magnitlashuv vektorining birligi $[J] = [IS / L^3] = Am^2 / m^3 = A / m$ magnit maydon kuchlanganligi birligi bilan mos keladi. Biz ularning miqdorlari ham tengligini ko‘rsatishimiz lozim.

Molekulyar toklar — atom va molekularlarning ichidagi elektronlarning aylanma harakatlaridan iborat. Atomning u yoki boshqa yonida magnit maydon qiymati va yo‘nalishi butunlay turlicha bo‘ladi. Bunday sharoitda hisoblash yoki o‘lchash mumkin bo‘lgan birdan bir miqdor magnit maydonning o‘rtacha qiymatidan iborat.

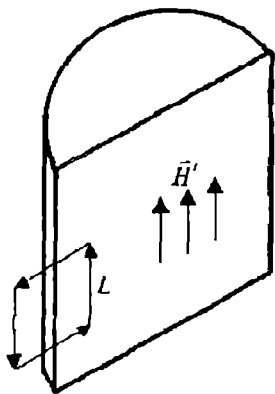
Magnit moment additiv miqdor — moddaning magnit momenti uning ayrim qismlarining magnit momentlarining yig‘indisidan iborat. Quyida bu hossadan foydalanamiz.

Birjinsli magnitlangan moddani ko‘rib chiqaylik. Undan magnitlashuv \vec{J} vektoriga tik dz qalinlikdagi plastina kesib olaylik (48.1-rasm). Plastinaning to‘liq magnit momenti uning hajmiga bog‘liq: $\vec{p}_m = \vec{J}Sdz$ Plastina hajmini fikran rasmda tasvirlanganidek kichik bo‘lakchalarga bo‘lib chiqaylik. Har bir bo‘lakcha magnit dipoldan iborat bo‘lib, magnit maydon hosil qiladi. Har bir bo‘lakchaning magnit momentini uning yon sirti bo‘ylab aylanuvchi tok i orqali ifodalaylik: $p_{mk} = s_k i$, Bu yerda s_k — tegishli bo‘lakchaning sirti. Turli bo‘lakchalarning atrofidagi toklar teng bo‘lib, magnit momentlar faqat s_k sirtlar hisobiga farq qilishi mumkin. Plastinaning to‘liq magnit momenti $p_m = \sum_k p_{mk} = iS$ ga teng bo‘ladi (S — plastinaning to‘liq sirti).

Bo‘lakchalarning o‘zaro chegaralari-dagi molekulyar toklarni ko‘rsak, ular son jihatdan teng va o‘zaro teskari yo‘-



48.1-rasm.



48.2-rasm.

nalgandir, shuning uchun ichki chegaralardagi molekulyar toklarning magnet maydoni nolga teng bo'ladi. Molekulyar toklarning magnet maydoni faqat plastinaning yon sirtini aylanib oqayotgan i tok bilan $p_m = iS$ tarzda aniqlanadi. Ikki yo'l bilan topilgan magnet moment ifodasini $\vec{p}_m = \vec{J}Sdz$ ifoda bilan solishtirib, $J = i / dz$ (sirtidan oqayotgan tokning chiziqli zichligi) munosabatni hosil qilamiz.

Birjinsli magnet maydonga ega bo'lgan silindr magnet maydoni H' ni topish uchun 48.2-rasmda tasvirdangan yopiq konturga

to'liq tok qonuni (48.3) ni qo'llaylik. Konturning muhitdan tashqari qismida maydon yo'q, konturning maydonga tik qismida $\vec{H}' \cdot d\vec{l} = 0$, faqat bir chiziq bo'ylab integralga hissa qo'shiladi: $H' L = I$. Bundan $H' = I / L$. Bu yerda I - muhitning sirti bo'ylab oqayotgan toklar, I/L — esa ularning chiziqli zichligi. $I/L = i/dz$ bo'lgani uchun, $J = H'$ xulosaga kelimiz: bog'langan zaryadlarning magnet maydon kuchlanganligi ularning magnetlashuv vektoriga teng ekan.

Muhitdagi magnet maydon induksiyasi erkin va bog'langan zaryadlar maydonlarining yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}). \quad (48.4)$$

Bu yerda xalqaro birliklar sistemasining doimiysi — μ_0 hisobga olindi. Boshqa birliklar sistemasida uning o'rnida 1 turishi mumkin.

Muhitning chegarasida magnet maydonning o'zgarishini ko'rib chiqaylik.

Yuqorida $B_{1n} = B_{2n}$ chegaraviy shart keltirib chiqarilgan edi. Birinchi muhit magnetik, ikkinchi soha bo'shliqdan iborat bo'lsa, unda magnetlanish bo'lmaydi, demak:

$$H_{1n} + J_{1n} = H_{2n}. \quad (48.5)$$

Jumladan o'tkazuvchanlik toklari bo'lmasa va $H_{1n} = 0$ bo'lsa, $J_{1n} = H_{2n}$. Shunday qilib moddaning ichida magnetlashuv deb atalgan magnet maydon moddadan tashqariga chiqqanda magnet

maydon kuchlanganligidan iborat bo‘ladi, chegarada magnit induksiyaning tik tashkil etuvchisi uzilmaydi.

Magnit maydonning ikkinchi tashkil etuvchisi, sirtga parallel tashkil etuvchisi uchun $H_{1r} = H_{2r}$ munosabat olingan edi. Unga ko‘ra moddaning ichida sirtga parallel J_{1r} magnitlashuvni mavjudligi sirtning tashqarisidagi magnit maydon H_{2r} va B_{2r} ga bo‘tunlay ta‘sir etmaydi.

Ko‘p moddalar uchun magnitlashuv faqat tashqi magnit maydon mavjud bo‘lgandagina vujudga keladi va bu tashqi maydonga mutanosib bo‘ladi: $\vec{J} = \chi \vec{H}$, unda:

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad \mu = 1 + \chi. \quad (48.6)$$

Bu yerda χ — moddaning magnit qabul qiluvchanligi, μ — moddaning magnit singdiruvchanligi deb ataladi. Diamagnetiklar va paramagnetiklar uchun ular fizik doimiy miqdorlar bo‘lib, fizik ma‘lumotnomalardan topilishi mumkin. Ferromagnetiklar, antiferromagnetiklar, ferrimagnetiklar kabi kuchli magnetiklar uchun umumiy holda (48.4) munosabatlardan foydalanish kerak.

Diamagnetiklar manfiy magnit qabul qiluvchanlikka va birdan kichik magnit singdiruvchanlikka ega. Son jihatdan ularning magnit qabul qiluvchanligi $|\chi| \ll 1$ bo‘lib, ular tashqi $\mu_0 \vec{H}$ maydonni kuchsizlantiradi, lekin diamagnetiklarning magnit xossalari juda sust bo‘lgani uchun, buni faqat mahsus o‘lchovlardagina sezish mumkin (o‘ta o‘tkazgichlar ham paramagnetik bo‘lib, ularda $\chi = -1$, lekin ularning magnit hossalari hamma vaqt mustasno ravishda o‘rganiladi).

Paramagnetiklar diamagnetiklarga nisbatan kuchli magnit xossalarga ega bo‘lib, ularning magnit qabul qiluvchanligi musbat bo‘lib, tashqi magnit maydon $\mu_0 \vec{H}$ ni kuchaytiradi.

Ferromagnit, antiferromagnit va ferrimagnit xossalari faqat kristallarda, qattiq jismlarda uchraydi. Ularda magnitlanish $\vec{J} \vec{H}$ — magnit maydon kuchlanganligi bilan bir qiymatli bog‘lanmagan. Shuning uchun moddaning doimiy χ va μ parametrlarini kiritishning iloji yo‘q. Shunga qaramay ba‘zan «ferromagnetiklar uchun bir necha mingga teng» degan iboralar uchraydi. Bunday iborani

taqribiy deb, magnit induksiya B magnit kuchlanganlik $\mu_0 H$ dan bir necha ming marta ortiq bo'lishi mumkin degan ma'noda tushunish kerak.

Ferromagnetiklar temir, nikel, kobalt metallari va ularning turli qotishmalaridan iborat bo'lib, doimiy magnitlar ham odatda ferromagnetiklardan va quyida o'rganiladigan ferrimagnetiklardan yasaladi.

Savol va masalalar

48.1. dV kichik hajmdagi moddaning magnitlanishini qanday yozish mumkin?

48.2. Moddaning magnitlanish vektori molekulyar toklar bilan qanday bog'langan?

48.3. Muhitdagi magnit induksiyaning ikki tashkil etuvchisini yozing.

48.4. Moddalar magnit xossalari bo'yicha qanday farqlanadi?

49-§. Diamagnetiklar

Diamagnetik moddalarda tashqi maydon ta'sirida unga nisbatan teskari yo'nalgan qo'shimcha maydon — magnitlanish \bar{J} vujudga keladi, bu maydon asosiy maydon bilan qo'shilib, uni kuchsizlantiradi. Uzunchoq shakldagi diamagnetikni birjinsli magnit maydonda ipga osib qo'yilsa, u ferromagnit strelkadan farqli ravishda maydonga tik joylashadi. Magnit dipol magnit maydonning kuchli tomoniga tortilsa (28-§), diamagnetik maydonning kuchsiz tomoniga tortiladi.

Qiymat jihatdan diamagnetik magnitlanish juda kuchsiz bo'ladi, diamagnetiklar uchun $\chi \approx -10^{-6}$ qiymatga ega, $\epsilon \approx 1 - 10^{-6}$

Diamagnetiklar magnit momentga ega bo'lmagan atom va molekullardan tuzilgan bo'ladi. Demak, magnit maydonda ularning tartiblashishi haqida gap bo'lishi mumkin emas.

Diamagnetizmni moddaga magnit maydon kirish jarayonida ularning hajmida induksiya toklarining vujudga kelishi bilan tushuntiriladi. Induksiya toklari shunday yo'naladiki, ularning magnit maydoni tashqi maydonni o'sishiga, tashqi maydonni

moddaning ichiga kirishiga to'sqinlik qiladi, induksiyalangan magnit maydon tashqi maydonga qarshi yo'nalib, uni kuchsizlantiradi.

Bunday tushuntirishda toklarni farqlash kerak. Modda ichida Amper birinchi bor kiritgan molekulyar toklar mavjud bo'lib, ular qarshiliksiz, Joul issiqligini hosil qilmasdan oqishi mumkin. Bunday toklarning mavjudligi doimiy diamagnetik xossalarni tushuntirishi mumkin. O'tkazuvchanlik toklari odatdagi sharoitda qarshilik tufayli tezda so'nadi, bu esa magnit maydonda doimo bo'ladigan diamagnet qutblanishni tushuntira olmaydi.

Diamagnitizmning tabiati quyidagicha tushuntiriladi. Atomlar musbat yadro va uning atrofida tinimsiz aylanayotgan elektronlardan iborat. Aylanma harakat va aylanma tok tufayli magnit moment vujudga keladi va bu magnit moment magnit maydon bilan ta'sirlashadi. Elektronlarning aylanish o'qi umumiy holda magnit maydon bilan burchak tashkil etadi, magnit maydon magnit momentni o'zining yo'nalishiga keltirishga harakat qiladi, kuch momenti bilan ta'sir etadi. Bunday kuchlar 28-§ da o'rganilgan edi. Bunda magnit momentga ega bo'lgan zarrani va magnit moment zarraning aylanma harakati bilan bog'liq bo'lgan hollarni farq qilish kerak. Ohirgi holda magnit maydonning ta'siri elektronning aylanma harakatini murakkablashtiradi, elektronning aylanish o'qi magnit induksiya chizig'ining atrofida aylana boshlaydi, elektronning bunday murakkab harakat pretsessiya harakati deb ataladi va nazariy mexanika kursida o'rganiladi.

Klassik mexanika fanida o'rganilganidek, pretsessiya harakatida Karriolis kuchi F_K ta'sir etuvchi Lorens kuchi F_L bilan muvozanatlashadi:

$$\vec{F}_L + \vec{F}_K = 0.$$

Elektron zaryadi — e bo'lgani uchun:

$$-e\vec{v} \times \vec{B} + 2m\vec{v} \times \vec{\omega} = 0. \quad (49.1)$$

Bu yerda $\vec{\omega}$ — pretsessiya harakatining burchak tezligi. Tenglamadan bu burchak tezlikni topsak:

$$\vec{\omega} = \frac{e\vec{B}}{2m}. \quad (49.2)$$

Natijaning musbatligi pretsessiya aylanma harakati o'ng parma qoidasiga bo'ysinishini ko'rsatadi. Elektronning zaryadi manfiy bo'lgani uchun bu pretsessiya harakati bilan bog'liq elektr tokining yo'nalishi teskari bo'ladi va diamagnetik magnitlanishining magnit maydonga nisbatan teskari bo'lishini belgilaydi.

Pretsessiya tufayli vujudga kelgan magnit moment:

$$p_m = IS = -\frac{e\omega}{2\pi} \pi r^2 = -\frac{e^2 r^2 \mu_0}{4m} H. \quad (49.3)$$

Bundan, magnit qabul qiluvchanlik:

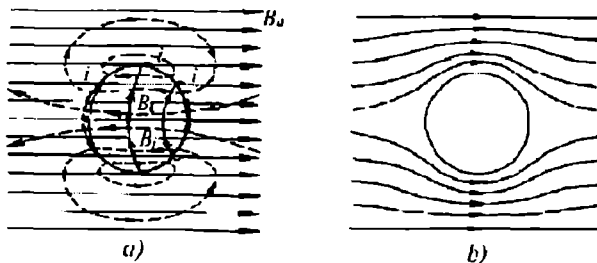
$$\chi = -\frac{ne^2 r^2 \mu_0}{4m}. \quad (49.4)$$

Bu yerda n — atomlar (molekular) konsentratsiyasi. Natijadan shuni bilish mumkinki, magnit qabul qiluvchanlikka eng katta hissani yadrodan uzoqlashgan elektronlar, r^2 parametri katta bo'lgan elektronlar qo'shar ekan.

Yopiq halqa hosil qiluvchi molekulalarda (masalan, benzol, naftalin) elektron halqa bo'ylab harakatlanish imkoniyatiga ega. Tashqi magnit maydon bunday molekula halqasiga tik bo'lganida, halqa bo'ylab elektr tokni vujudga keltirib, tokning magnit maydoni tashqi maydonni cheklashga harakat qiladi. Harakat radiusi katta bo'lgani uchun bu holda magnit qabul qiluvchanlik nisbatan katta, benzol uchun $\chi = -94.6 \cdot 10^{-6}$ ekan. Agar magnit maydon benzol halqalariga parallel yo'nalsa, magnit qabul qiluvchanlik $\chi = -34.9 \cdot 10^{-6}$ deyarli uch marta kichik bo'lar ekan.

Diamagnit xossalari universal bo'lib, plazmadagi zaryadli zarralar ham, metallidagi erkin elektronlar ham, paramagnetik va ferromagnetiklardagi elektronlar ham diamagnit xossalarni namoyon qiladi. Lekin paramagnetiklar va ferromagnetiklardagi magnitlanishning boshqa kuchli mexanizmlari bu xossani sezishga imkon bermaydi.

Eng kuchli diamagnit xossa — o'ta o'tkazgichlarda kuzatiladi, ularda $\chi = -1$ bo'lib, magnit maydon o'ta o'tkazgich hajmiga kira olmaydi. Lekin magnitizmning yuqorida o'rganilgan mexanizm-



49.1-rasm.

lardan farqli ravishda, o'ta o'tkazgichlarda ichki magnitlanishning ayrim atom va molekularning ichidagi toklar (molekulyar toklar) emas, balki erkin elektronlarning o'ta o'tkazgich sirti bo'ylab hosil qiladigan makroskopik toklari hosil qiladi. O'ta o'tkazgichlarda qarshilik nolga teng bo'lgani uchun bunday aylanma toklar molekulyar toklar kabi so'nmasdan oqib, o'tkazgich ichiga magnit maydon kiraolmasligini ta'minlaydi. Magnit maydon o'ta o'tkazgichni aylanib o'tishi 49.1- rasmدا tasvirlangan.

O'ta o'tkazgichlarga boshqa diamagnetiklar kabi magnit maydonning kuchsiz tomoniga qarab itaruvchi magnit kuch ta'sir etadi. Natijada magnit va o'ta-o'tkazgich bir-birini shunday itaradiki, og'irlik kuchini yengib, biri ikkinchisini ko'tarib turishi mumkin. Bunday tajribalar birining rasmi quyida keltirilgan (49.2-rasm). Bunday ajoyib tajribalar faqat fiziklarni emas, har qanday qiziquvchan odamni hayratga soladi. Internet sahifalarida «uchib yuruvchi magnit» so'zlari bilan Google internet qidiruv sistemasini bunday tajribalarning rasmlarinigina emas, harakatli kinofilmlarini ham topishga yordam beradi. Yangi o'ta-o'tkazgich moddalar bilan bunday tajribalar faqat geliy temperaturalarida emas, azot temperaturalarida ham bajarish imkoniyatini beradi.



49.2-rasm.

Savol va masalalar

- 49.1. Paramagnetik magnit maydon bilan qanday ta'sirlashadi?
- 49.2. Diamagnit xossalari qanday tushuntiriladi?
- 49.3. Diamagnit qabul qiluvchanlik atom - molekullarning o'lchamiga qanday bog'liq?
- 49.4. Plazmaning magnit xossalari qanday?
- 49.5. O'ta o'tkazgichning magnit xossalari qanday tushuntiriladi?
- 49.6. O'ta o'tkazgich magnit bilan qanday ta'sirlashadi?

50-§. Paramagnetiklar

Moddaning magnit xossalari birinchi navbatda elektronlar bilan bog'liq. Elektronning xossalari asosan kvant fizikasida o'rganilsada, uning ayrim xossalarini bu yerda ham eslash zarurati bor.

Har bir elektron o'zining harakat holatidan qati nazar xususiy impuls momentga — spinga ega. Elektronning spini $L = \hbar / 2$ bo'lib, fundamental fizik doimiy, Plank doimiyisi bilan aniqlanadi. Elektronning xususiy magnit momenti Bor magnetoni deb ataladi:

$$p_m = -\frac{e\hbar}{2m}. \quad (50.1)$$

Uning son qiymati quyidagicha:

$$p_m = 9.274096 \cdot 10^{-24} \text{ J} / \text{T} = 9.274096 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2 \text{ A}.$$

Elektron magnit momentga egaligi uning kichik magnitligini bildiradi. Elektronning spini va magnit momenti orasida quyidagi munosabat o'rinli:

$$p_m = -\frac{e}{m} L. \quad (50.2)$$

Atomlarning magnit momentiga yadrodagi proton, neytronlar ham hissa qo'shadi. Bu zarralar uchun ham (50.2) munosabat o'rinli bo'lib, ularning massalari elektron massasidan 1840 marta ortiq bo'lgani uchun, magnit momentlari aksincha, 1840 marta kichikroq bo'ladi. Shuning uchun atomlarning magnit momentlariga yadrolarning hissasi sezilarli bo'lmaydi.

Elektron atom yadrosi atrofida aylanma harakatlanar ekan, uning imuls momenti kvantlanadi. Bunday kvantlanish dastlab Bor postulatlarida aytilgan edi:

$$L = mvr = \hbar. \quad (50.3)$$

Elektronning yadro atrofidagi orbital harakati, elektron zaryadli zarra bo'lgani uchun, aylanma tok va magnit moment hosil qiladi:

$$p_m = IS = -e\gamma\pi r^2 = -\frac{ev}{2\pi r}\pi r^2 = -\frac{e}{2m}mvr = -\frac{e\hbar}{2m} = -\frac{e}{2m}L. \quad (50.4)$$

Shunday qilib elektronning orbital harakatida ham magnit va mexanik momentlar nisbati doimiy ekan, lekin nisbatlar qiymatining farqi magnit momentning ikki holdagi tabiati turli ekanligini ko'rsatadi.

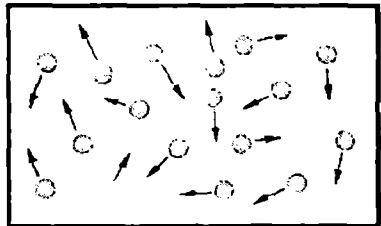
Atomning magnit momenti undagi elektronlar soniga bog'liq. Elektronlar soni juft bo'lsa, ularning xususiy magnit momentlari ham, orbital harakat bilan bog'liq magnit momentlar ham o'zaro teskari yo'nalgan bo'lib, to'liq magnit moment odatda nolga teng bo'ladi. Atomdagi elektronlar soni toq bo'lsa, atom albatta Bor magnetoniga karrali magnit momentga ega bo'ladi. Demak tabiatdagi atomlarning deyarli yarmi magnit xossalarga ega bo'lib, ulardan tuzilgan moddalar paramagnit (yoki undanda kuchli) xossalarga ega bo'ladi.

Paramagnit xossalar nimadan iborat?

Tashqi magnit maydon bo'lmaganda moddaning atom molekulalarining magnit momentlari tartibsiz yo'nalgan (50.1-rasm), moddaning magnitlanish vektori $\vec{J} = \sum_k \vec{p}_{mk} = 0$ bo'ladi.

Tashqi magnit maydonda magnit momentlarning tartiblashishi masalasida ikkita mexanizmni hisobga olish kerak:

- Magnit maydon magnit momentli atomlarga $\vec{N} = \vec{p}_m \times \vec{B}$ kuch momenti bilan ta'sir etadi va ularni maydon bo'ylab yo'naltirishga harakat qiladi. Agar atomlar to'liq tartiblashsa, moddaning to'yingan $\vec{J} = n\vec{p}_m$ (n — atomlar konsentratsiyasi) magnitlashuviga erishilar edi. Lekin quyidagi sabablarga ko'ra paramagnetiklarda to'liq tartiblashuv amalga oshmaydi.



50.1-rasm.

• Inersiya tufayli magnit moment magnit maydon yoʻnalishida toʻxtab qolmasdan, atom magnit momentini maydon yoʻnalishi atrofidagi tebranishlari roʻy beradi. Bunday tebranishlarning chastotasi 29-§ da hisoblangan edi.

• Issiqlik harakati tufayli atom-molekulalarning taʼsirlashuvlari, toʻqnashuvlari magnit maydon tufayli vujudga keladigan tartiblashuvni cheklaydi.

Bunday toʻqnashuvlar tasodifiy hodisalar boʻlgani uchun, magnit maydondagi moddaning magnitlanishi statistik metodlar bilan hisoblanishi mumkin. Oʻquvchi ular bilan molekulyar fizika kursida tanishgan.

Statistik sistemalardagi turli makroskopik miqdorlar Bolsman taqsimot funksiyasi yordamida hisoblanadi:

$$w = C \exp(-E / kT). \quad (50.5)$$

Bu yerda E — zarraning energiyasi, T — absolut temperatura. C — normalash shartidan topiladigan koeffitsiyent. Paramagnit moddada atomlar magnit momentlarining yoʻnalishi tasodifiy miqdordir, integrallash ana shu tasodifiy parametrlar — θ , α burchaklar boʻyicha bajariladi. Masalan zarralar konsentratsiyasi quyidagicha hisoblanadi:

$$n = C \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi} \exp(-E / kT) \sin\theta d\theta. \quad (50.6)$$

Magnit maydon yoʻq boʻlganda $E = 0$ deb, $n = 4\pi C$ natijaga kelamiz, demak $C = n/4\pi$ ekan. Magnit maydon boʻlganda $E \neq 0$ va C ning qiymati boshqacha boʻladi. Lekin kuchsiz magnit maydonlar uchun $C = n/4\pi$ miqdorni qoʻllash mumkin.

Atomlarning magnit momentlari tasodifiy yoʻnalgan boʻladi, ularning magnit maydon yoʻnalishiga proeksiyasi $p_m \cos\theta$, moddaning magnitlanish vektori esa quyidagi integral bilan hisoblanadi:

$$J = \frac{np_m}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi} \cos\theta \exp(-E / kT) \sin\theta d\theta. \quad (50.7)$$

Magnit maydonda zarralarning energiyasi $E = -\vec{p}_m \vec{B} = -p_m B \cos\theta$, taqsimot funksiyasi esa quyidagicha ifodalanadi:

$$\exp\left(-\frac{E}{kT}\right) = \exp\left(\frac{p_m B}{kT} \cos\theta\right) = \exp(a \cos\theta).$$

Demak:

$$J = np_m I, \quad I = 0.5 \int_0^\pi \exp(a \cos\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta. \quad (50.8)$$

Nisbatan kuchsiz magnit maydonda: $a = p_m B / kT \ll 1$ bo'lganda eksponentani qatorga yoyib, dastlabki hadlar bilan cheklanamiz:

$$\exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \approx 1 + a \cos\theta.$$

Buni (50.8) ga qo'yib integrallashni amalga oshiramiz:

$$I = \frac{2a}{3}, \quad J = \frac{np_m a}{3} = \frac{np_m^2 \mu_0}{3kT} H. \quad (50.9)$$

Shunday qilib, paramagnit qabul qiluvchanlik:

$$\chi = \frac{np_m^2 \mu_0}{3kT} = \frac{C_K}{T}. \quad (50.10)$$

Paramagnit qabul qiluvchanlikning absolyut temperaturaga bunday bog'liqligi Kyuri tomonidan empirik tarzda, tajriba natijalariga tayanib 1895-yilda topilgan, va Kyuri qonuni deb ataladi. (50.10) ifodadagi C_K — Kyuri doimiyi deb ataladi.

Savol va masalalar

- 50.1. Elektronlarning xususiy va orbital magnit momenti nimaga teng?
- 50.2. Atom yadrolarining magnit momenti nima uchun kichik?
- 50.3. Qanday atomlar magnit momentga ega?
- 50.4. Qanday atomlarning magnit momenti nolga teng?
- 50.5. Paramagnetiklarning magnitlashuvi jarayonida qanday hodisalar ahamiyatli?

51-§. Ferromagnetiklar. Gisterezis chizig'i

Ferromagnit xossalari eng kuchli magnit xossa bo'lib, faqat kristallarda, qattiq jismlarda uchraydi. Jumladan doimiy magnitlar ham ferromagnetiklardan iborat. Ferromagnetiklar atomlari magnit

momentga ega bo'lgan temir, nikel, kobalt kabi metallar va ularning qotishmalaridan iborat.

Ferromagnitlar magnit momentli zarralar kabi magnit maydon kuchli bo'lgan sohaga tortiladi. Magnitlarning o'zaro tortilishi, magnitlar temir bo'laklarini tortishi shu xossaga asoslangan. Isaak Nyuton kuchli tabiiy magnit bo'lakchasini uzukka o'rnatib, uni taqib yurar ekan. Bu magnit o'zining vaznidan 50 marta og'irroq bo'lgan temir bo'lagini ko'tara olar ekan. Alniko qotishmasi alyuminiy, nikel, kobalt metallaridan yaratilgan eng kuchli ferromagnit hisoblanadi. Alnikodan yasalgan magnit o'z massasidan 4450 marta ortiq massali temirni ko'targani haqida ma'lumot bor.

Magnitizmga taalluqli ko'p tarixiy ma'lumotlar aynan ferromagnetiklarga tegishlidir.

V.Gilbert 1600-yilda nashr etgan kitobida qizdirilgan magnit tortish xususiyatini yo'qotganini yozadi. Magnitning bir uchiga temir yopishtirilganda, ikkinchi uchi temirlarni kuchliroq tortishini bayon etadi. Temirni doimiy magnit yonida magnitlash, magnitga aylantirish mumkinligini yozadi.

Ferromagnetiklar uchun magnitlanish \vec{J} \vec{H} — magnit maydon kuchlanganligi bilan bir qiymatli bog'lanmagan. Shuning uchun moddaning doimiy χ va μ parametrlarini kiritishning iloji yo'q. Shunga qaramay ba'zan «ferromagnetiklar uchun μ bir necha mingga teng» degan iboralar uchraydi. Bunday iborani taqribiy deb, magnit induksiya B magnit kuchlanganlik $\mu_0 H$ dan bir necha ming marta ortiq bo'lishi mumkin degan ma'noda tushunish kerak.

Ferromagnetiklarning xossalari tarixan segnetoelektrlardan avval o'rganilgan. Keyinchalik ularning xossalari juda o'xshashligi aniqlangan.

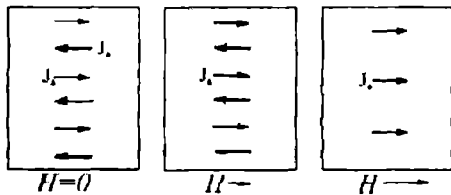
- Ferromagnetiklarda ularni tashkil etuvchi ionlarning magnit momentlarini tartiblashtiruvchi mexanizm bor. Bu mexanizm elektronlar to'liqlarini almashinuv ta'sirlashuvi deb ataladi va kvant mexanikada o'rganiladi. Almashinuv ta'sirlashuvi tufayli qo'shni ionlarning magnit momentlarining bir xil yo'nalishi ta'sirlashuv energiyasining **kichik** bo'lishiga, magnit momentlarning tabiiy tartiblashishiga sabab bo'ladi. Ferromagnetik kristall hajmining tabiiy magnitlangan sohasi **domen** deb ataladi. (Shuni

aytib o'tish kerakki, parallel magnit momentli zarralar magnit ta'sirlashuv tufayli bir-birini itaradi, demak yaqinlashtirilgani sari kattaroq energiyaga ega bo'ladi. Buni ikki magnitni yaqinlashtirib, sinab ko'rish mumkin. Lekin mikrozarralarning o'zaro ta'sirlashuvida parallel magnit momentli zarralarning tortishuvi ham uchraydi). Kristall tabiiy ravishda domenlarga bo'linib, ularning magnit momentlari turlicha yo'naladi va buning hisobiga magnit maydon energiyasi kichikroq bo'ladi. Domenlarning chegaralarida qo'shni atomlarning magnit momentlari turlicha yo'nalgan bo'lib, bu ta'sirlashuv energiyasini orttiradi. Domenlarning mavjudligi mahsus tajribalarda tasdiqlangan, ikkinchidan gisterezis halqasi bilan asoslanadi.

- Butun ferromagnetik kristall to'la magnitlashib, yagona domenga aylansa, almashinuv energiyasi eng kichik bo'ladi. Lekin kristall kuchli magnitga aylanib, katta magnit maydon energiyasiga ega bo'ladi. Kristall turli yo'nalishda magnitlashgan ko'plab domenlardan iborat bo'lsa, tashqi magnit maydon va magnit maydon energiyasi kichrayishi mumkin, lekin bunda domenlar chegaralari ko'payib, almashinuv energiyasi ortadi. Shunday sharoitda kristall tabiiy ravishda umumiy energiyasini kichraytiruvchi domenli tuzilishga ega bo'ladi. Bunda kristallning shakli, bundan avval qanday magnit maydonda bo'lganligiga bog'liq bo'ladi.

- Kristallning magnitlashuvi J ko'plab domenlardagi zarralarning magnit momentlarining yig'indisidan iborat bo'lib ($\vec{J} = \sum \vec{p}_{mi} / v$), nol yoki noldan farqli bo'lishi mumkin, unda kristall doimiy magnit deb ataladi.

- Tashqi erkin zaryadlarning magnit maydoni \vec{H} ferromagnit kristallning domenli tuzilishiga juda kuchli ta'sir etadi. \vec{H} ta'sirida



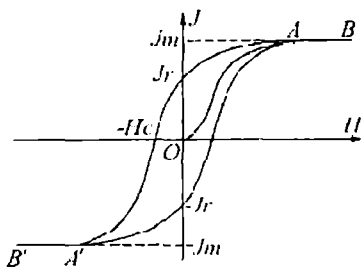
51.1-rasm.

domenlar chegarasidagi ionlarning magnit momentlari tashqi maydonga moslasha boshlaydi, natijada magnitlashuvi tashqi maydonga mos bo'lgan domenlarning hajmi boshqa domenlar hisobiga orta boradi (51.1-rasm), kristallning magnitlashuvi keskin o'zgaradi. Ferromagnetiklarning magnit maydonda magnitlanib qolishi shunday tushuntiriladi.

•Kristallning magnitlashuvi J ning magnit maydon H ga bog'lanishi bir qiymatli emas, bu bog'lanish umumiy holda gisteris (51.2-rasm) halqasini hosil qiladi. Bu bog'lanish ferromagnetiklarning domenli tuzilishi bilan tushuntiriladi.

Dastlab kristall magnitlanmagan bo'lsin: $H = 0$ va $J = 0$ (51.2-rasmdagi O nuqta). Tashqi magnit maydon H ta'sirida kristall magnitlashuvi keskin o'sa boshlaydi (OAB chiziq). Bunda magnitlashuvning ortishi tashqi maydonga mos yo'nalgan domenlar o'lchamlarining o'shishidan darak beradi. Lekin maydonning katta qiymatlarida maydon kuchlanganligi ortishi bilan magnitlashuv J ortmay qo'yadi, to'yinish ro'y beradi. Bunday holat butun kristall yagona domenga aylanganligidan, magnitlashuv J maksimal $J = np_m$ qiymatga yetganligidan (yaqinlashganidan) darak beradi.

Magnit maydon H kamayishi bilan magnitlashuv ham kamayadi (BAA' chiziq), lekin bu kamayish dastlabki ortishga nisbatan kechikib ro'y beradi. Bunda domenlar chegarasining o'zgarishi oson emasligi, magnit maydonning o'zgarishiga nisbatan kechikishi seziladi. Maydon nolga aylanganda ham kristallda J_r qoldiq magnitlashuv kuzatiladi. Shu J_r miqdorga qarab ferromagnetiklar qattiq va yumshoq ferromagnetiklar deb ataladi. Bu magnitlashuvni



51.2-rasm.

nolga aylantirish uchun esa teskari yo'nalishdagi maydon H_c — koersitiv kuch zarur. J_r qanchalik katta bo'lsa, H_c ham shunchalik katta bo'lishi kerak. Teskari yo'nalishdagi magnit maydonni kuchaytirib borib, yana magnitlashuvning to'yinishiga erishish mumkin. Tajribada tashqi magnit maydonni o'zgartirishni davom ettirib, gistere-

zis chizig'ini qolgan qismini ham olish mumkin (rasmda B'A'AB chiziq).

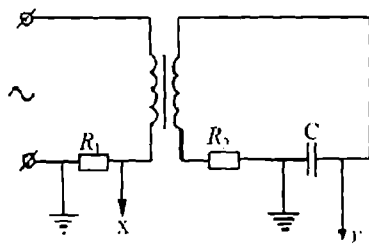
Shunday qilib ferromagnetiklarning magnitlashuvining magnit maydonga bog'lanishi bir qiymatli bo'lmay, kristallning bundan avvalgi holatiga, ya'ni kristallning domenli tuzilishiga bog'liq ekan.

Gisterezis yopiq chizig'ining umumiy sirti kristallning domenli tuzilishini o'zgartirish uchun kerak bo'lgan energiyaga mutanosibdir (JH ko'paytma energiya zichligi birligiga ega).

Tajribada gisterezis chizig'ini ko'plab ayrim nuqtalar bo'yicha chizish mumkin, lekin bundan qulayroq imkoniyat ham mavjud. Buning uchun ferromagnetikka o'zgaruvchan kuchlanish bilan ta'sir etiladi. Bu kuchlanish ossillografning gorizontalariga ham ulanadi (51.3-rasm, x belgi). Ossillografning vertikal elektrodlariga (rasmda y belgi) ferromagnetikning magnit momenti bilan bog'liq signal ulansa — ossillograf ekranida gisterezis chizig'i kuzatiladi. Tajribadagi har qanday o'zgarish shu damdayoq ekrandagi gisterezis chizig'iga o'z ta'sirini ko'rsatadi. Jumladan o'zgaruvchan kuchlanish amplitudasini kamaytirib, to'yinish bo'lmagan hollarda gisterezis halqasi shaklining o'zgarishini kuzatish mumkin. Qoldiq magnitlashuv va koersiv maydonning nisbiy qiymatlarini o'lchash mumkin. Temperatura ortishi bilan gisterezis chizig'ining yo'qolishini ko'rish mumkin.

- Ferromagnetiklarning xossalari temperaturaga ham kuchli bog'liq. Temperatura ortishi bilan ferromagnetikning magnitlanish darajasi kamayib boradi, Kyuri harorati deb nomlanadigan T_C temperatura chegarasiga yetgach, kristallning ferromagnetik xossalari yo'qolib, u oddiy paramagnetikka aylanadi. Gisterezis xalqasi to'g'ri chiziqqa aylanadi, magnitlashuv darajasi Kyuri-Veys qonuniga bo'ysinadi: $J = C/(T - T_C)$, bu tajribada katta aniqlikda tasdiqlangan.

Kyuri haroratida 2-turdagi fazoviy o'tish ro'y beradi, kristalldagi tabiiy magnit tartiblashuv mexanizmi yemiriladi. Shu bilan



51.3-rasm.

biga kristallning issiqlik sig'imi, issiqlik o'tkazuvchanligi, kristalldagi tovushning tarqalish tezligi va yutilish koeffitsiyenti, kristallning optik xossalari kabi xarakteristikalarini ham keskin o'zgarishi kuzatilib, bularga qarab Kyuri haroratining aniq qiymatini aniqlash mumkin.

Ferromagnetiklarning Kyuri harorati yaqinidagi xossalarini batafsil o'rganish boshqa ikkinchi turdagi fazoviy o'tishlarni tushunishda ham yordam beradi.

Ferromagnetik magnitlashuvining temperatura ortishi bilan kamayib borishini tushuntiraylik.

Temperaturaning absolyut kichik qiymatlarida ferromagnetikdagi domenlarda maksimal magnitlashuv, magnit momentli ionlarning to'liq magnit tartiblashuvi kuzatiladi. Temperatura ortishi bilan domen hajmidagi ayrim ionlar issiqlik energiyasini yutish hisobiga energiyasi ortib, magnit momenti teskari holatga o'tib qoladi, ularni **magnonlar** deb ataladi. Magnonlar soni almashinuv energiyasi va temperatura orasidagi nisbat bilan aniqlanadi va temperatura ortishi bilan magnonlar soni ortib boradi, domendagi magnitlashuv esa kamayib boradi. Temperaturaning chegaraviy qiymati — Kyuri haroratida esa magnonlar soni umumiy ionlar sonining yarmiga yaqinlashib, ferromagnetikda tabiiy magnitlanish mexanizmi yo'q bo'ladi, ferromagnetik oddiy paramagnetikka aylanadi.

Magnonlar kristall bo'ylab harakatlanishi mumkin. Bunda kristalldagi ionlar o'z o'rnida qoladi, ionning magnit momenti atrofdagi ionlarnikidan teskari bo'lgan holati magnon kristall bo'ylab siljiydi. Bunday harakatni yarimo'tkazgich bo'ylab harakatlanayotgan tirqishga o'xshatish mumkin (56-§).

Vakuumdagi $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ tenglik o'rinli, moddada $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{J})$. Ferromagnetiklarda J ning qiymati magnit maydon kuchlanganligi H dan yuzlab — minglab marta ortiq bo'lishi mumkin. Magnit maydonning barcha ta'sirlari esa umumiy maydon induksiyasi B bilan bog'liqdir. Jumladan elektromagnit induksiya qonuni ham magnit induksiya orqali ifodalanadi. Shuning uchun kuchli magnit maydonlar elektr toklarini magnit maydoni H ni ferromagnit o'zaklarda kuchaytirish yo'li bilan hosil qilinadi. Transformatorlarda ferromagnit o'zaklar bo'lmasa edi, bir xil natijaga erishish uchun

ularning o'Ichamlarini o'nlab marta, hajmini (hisoblarga ko'ra) o'n minglab marta oshirishga to'g'ri kelardi. Ularning amaliy qo'llanishi shubhali bo'lib qolar edi.

Ma'lumki (17-§), magnit induksiya uzluksizligi $\operatorname{div}\vec{B} = 0$ tenglama bilan ifodalanadi. $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{J})$ tenglikka asosan $\operatorname{div}(\vec{H} + \vec{J}) = 0$ natijaga kelamiz. Moddaning magnitlashuvi \vec{J} moddaning sirtida tugaydi, uziladi, $\operatorname{div}\vec{J} \neq 0$ bo'ladi. Demak, shu yerda $\operatorname{div}\vec{H} \neq 0$ bo'lib, moddaning sirtida magnitlashuv vektorlari magnit kuchlanganlik vektorlariga aylanadi.

Ilmiy laboratoriya sharoitida 1-10T katta magnit maydonlar hosil qilingan. Buning uchun elektr toklarini magnit maydon kuchlanganligini ferromagnit o'zaklarda kuchaytirish qo'llanilgan. Ayrim neytron yulduzlarda (magnitarlar) $10^{10}T$ kuchli maydonlar mavjudligi isbotlangan. Bunday maydonlar moddaning xossalarini butunlay o'zgartirib yuboradi. Ularni tabiat amalga oshirgan nodir tajriba deb atash mumkin.

Savol va masalalar

51.1. Gisterezis halqasiga qarab, magnit kuchlanganlikning bir qiymatiga magnitlanishning qanday intervali mos kelishini ko'rsating.

51.2. Gisterezis halqasiga asosan magnitlanganlikning bir qiymatiga maydon kuchlanganligininig qanday intervali to'g'ri kelishini ko'rsating.

51.3. Juda yumshoq ferromagnetikning gisterezis chizig'i qanday bo'ladi? Qattiq ferromagnetiknikichi?

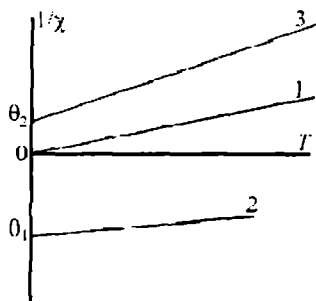
51.4. Gisterezis chizig'ini batafsil tushuntiring.

51.6. Rasmda berilgan gisterezis chizig'iga asoslanib, o'zgaruvchi elektr maydonning kichik qiymatlarida gisterezis chizig'i qanday bo'lishini chizing.

51.7. Magnetardagi magnit maydon energiyasining zichligini hisoblang. Uni Yerdagi magnit maydon va modda energiyasining zichligi bilan solishtiring.

52-§. Antiferromagnetiklar

Moddalarda diamagnit, paramagnit va ferromagnit magnit xossalar keng tarqalgan. Lekin boshqa magnit xossalar ham uchraydi. Ularning ochilishida magnit qabul qiluvchanlik χ ni



52.1-rasm.

(52.1-rasm) abssissa o'qida T , ordinata o'qida $1/\chi$ miqdorlar joylashirilgan. Yuqoridagi uch turli magnit xossalari uchun bunday bog'lanishlar chiziqli xarakterga ega. Paramagnitlar uchun $1/\chi = T/C$ — grafik (1) koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqdan iborat. Ferromagnitlar uchun $1/\chi = T/C' - \theta_1$ — grafik (2) quyidan o'tuvchi, antiferromagnitlar uchun $1/\chi = T/C'' + \theta_2$ — grafik yuqorida joylashgan o'suvchi to'g'ri chiziqdan iborat.

Magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog'lanishidagi bunday keskin farq antiferromagnitlarning yangi magnit xossalarga ega bo'lgan moddalar guruxi ekanligini ko'rsatadi.

Antiferromagnitning xossalari, tuzilishi 1930-yillarda sovet olimi L.D.Landau va fransuz olimi L.Neel tomonidan tushuntirildi. Yuqori temperaturada ionlarning magnit momentlari oddiy paramagnitlardagi kabi betartib bo'ladi, magnit maydon bo'lmaganda magnitlashuv nolga teng bo'ladi. Temperatura chegaraviy T_N — Neel temperaturasi pasaysa, ionlar orasida almashinuv kuchlari ustun kelib, ferromagnitlardagi kabi ionlar magnit momentlarining tartiblashuvi kuzatiladi. Faqat ferromagnitlarda almashinuv kuchlari magnit momentlarni bir xil yo'naltirsa, shunda bog'lanish energiyasi kichikroq bo'lsa, antiferromagnitlarda aksincha, bog'lanish energiyasi kichikroq bo'lishi uchun qo'shni ionlarning magnit momentlari antiparallel yo'nalgan bo'lishi zarur.

Shunday qilib, kristallga xos bo'lgan Neel temperaturasi past temperaturada antiferromagnitlarda ionlar magnit mo-

temperaturaga bog'lanishini o'rganish ahamiyatli bo'lgan.

Kyuri qonuniga ko'ra paramagnitlar uchun $\chi = C/T$ ga teng, ferromagnitlar uchun esa, Kyuri T_C temperaturasi yuqori haroratlarda $\chi = C'/(T - T_C)$ Keyinchalik antiferromagnit deb atalgan moddalarda magnit qabul qiluvchanlik $\chi = C''/(T + T_C)$ ko'rinishga ega ekan. Quyidagi grafiklarda

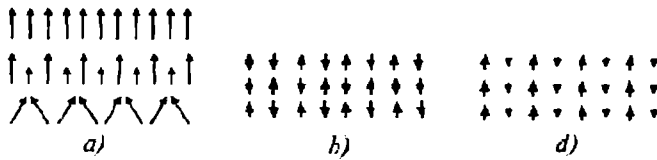
mentlarining o'zaro teskari tartiblashuvi amalga oshadi. Tashqi magnit maydon bo'lmaganda magnitlashuv nolga teng bo'ladi. Magnit maydonda paramagnetiklardagi kabi kuchsiz magnitlashuv ($\chi=10^{-4}-10^{-6}$) kuzatiladi va u magnit maydonni kristalldagi yo'nalishiga kuchli bog'liq bo'ladi.

Antiferromagnitizm mingdan ortiq moddalarda aniqlangan. Ularning ayrimlarida temperatura pasayishi bilan, ikkinchi turdagi faza o'tishi kuzatilib, moddaning ferromagnetik holatga o'tishi aniqlangan. Masalan, *Er* kristallari uchun magnitlashuv nolga aylanadigan temperaturalar $85K$ va $20K$ ga teng. Temperatura $20K$ dan pasayganda kristall ferromagnetikka aylanar ekan. Modda paramagnetik holatdan antiferromagnetik holatga o'tganda ham, undan ferromagnit holatga o'tganda ham magnit xossalardan tashqari moddaning issiqlik sig'imi va o'tkazuvchanligi, moddadagi tovush tezligi va sochilishi, elektromagnit to'lqinlar uchun sindirish ko'rsatkichi va tarqalish tezligi kabi bir necha xossalarda anomal (odatdan tashqari) o'zgarishlar sezilgan.

Antiferromagnetiklarning xossalariidan va o'rganish imkoniyatlardan biri quyidagicha. Ularda elektromagnit nurlarning yutilishi o'rganilganda, yutilishning rezonans chastotalari aniqlangan, bu hodisa antiferromagnit rezonans deb nomlangan. Bu rezonans chastotalar magnit maydon kuchlanganligiga va yo'nalishiga bog'liq ekan. Bu esa yutilish ionlarning magnit momentlari bilan bog'liqligini tasdiqlaydi. Elektromagnit to'lqin ionlarning magnit momentlarini tebratib, bunda rezonans amalga oshganda yutilish keskin kuchayadi. Rezonans chastotaning o'lchanishi esa ionlararo almashinuv energiyasini va uning magnit maydonga bog'liqligini aniqlash imkonini beradi.

53-§. Ferrimagnetiklar

Ferrimagnitizm haqidagi ma'lumotlarni yuqorida o'rganilgan ferromagnitizm va antiferromagnitizm haqidagi bilimlarga asosanib o'rganish qulay bo'ladi. Ferromagnitizm va antiferromagnitizm (ferrimagnitizm ham) magnit momentli ionlardan iborat bo'lgan kristallarda kuzatiladi. Yuqori haroratda ular paramagnit xossalarga



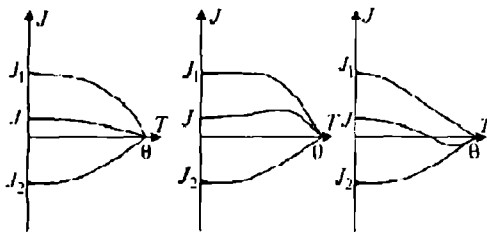
53.1-rasm.

ega bo'lsa, harorat kristallga xos chegaraviy temperaturadan pasayganda ularda almashinuv energiyasi ustun kelib, ionlar magnet momentlarini parallel yoki antiparallel tartiblashgan holda joylashishi vujudga keladi. Ferromagnetiklarda buning natijasida tabiiy ravishda kuchli magnetlashgan sohalar — domenlar vujudga keladi, antiferromagnetiklarda esa magnetlanganlik nolga teng bo'ladi.

Ushbu bo'limda o'rganiladigan ferrimagnetiklarda huddi shunday Kyuri harorati bo'lib, temperatura undan kichik bo'lganida kristallda elektron bulutlarining kvant ta'sirlashuvi tufayli magnet tartiblashuv vujudga keladi. Tartiblashuv tufayli ikki (yoki bir necha) magnet momentli ionlarning magnet momentlari o'zaro teskari joylashishi ro'y beradi. Kristalldagi bunday ionlar turli magnet momentlarga ega bo'lishi tufayli butun kristallning ferromagnetik kabi tabiiy magnetlashuvi ro'y beradi (53.1-c rasm). Temperatura oshishi bilan kvant ta'sirlashuvining umumiy energiyaga hissasi nisbatan kamayib borib, Kyuri haroratida tabiiy magnetlashuv mexanizmi yo'q bo'ladi va kristall oddiy paramagnetikka aylanadi.

Shunday qilib antiferromagnetiklarda bir xil magnet momentli ionlarning teskari tartiblashuvi amalga oshsa, ferrimagnetiklarda turli ionlarning, magnet momentlari ham turli bo'lgan ionlarning teskari tartiblashuvi amalga oshar ekan. Masalan, ionlardan biri Fe^{3+} , ikkinchisi Fe^{2+} bo'lishi mumkin. Bu ionlardagi elektronlar sonidagi farq ularning magnet momentlarining farqini belgilaydi, chunki zarraning magnet momenti ulardagi elektronlar hisobiga vujudga keladi.

Magnet momentli ionlarning birinchi turini umumiy magnetlashuvi J_1 , ikkinchi turiniki J_2 bo'lsin, ferrimagnetiklarda ularning ishoralari ham, modullari ham turlichadir. Kristallning umumiy magnetlashuvi $J = J_1 + J_2$ ga teng bo'ladi.



53.2-rasm.

J_1 va J_2 turli ionlarning magnitlashuvi bo'lgani uchun, ularning temperaturaga bog'lanishi ham turlicha bo'ladi. Kristallning magnitlashuvi $J = J_1 + J_2$ ning temperaturaga bog'lanishida uch turli imkoniyat bo'lib (53.2-rasm), ulardan uchinchi ayniqsa diqqatga sazovordir. Unga ko'ra kristallning tabiiy magnitlashuvi faqat Kyuri haroratida emas, undan kichik haroratda ham nolga aylanishi mumkin ekan. Bu holatni antiferromagnetikka o'xshatish mumkin.

Ferrimagnetiklarda ham elektromagnit to'lqinlarni rezonans yutilishi kuzatiladi va bu hodisa ferrimagnit rezonans deb ataladi. Bu yutilish ionlarning magnit momentlarining rezonans tarzda tebranishlari bilan bog'liq bo'lib, rezonans chastotalarning o'lchanishi magnit momentli ionlarning kristall bilan bog'lanish energiyalari haqida ma'lumot olish imkonini beradi.

Ferrimagnetiklar elektr xossalariga ko'ra dielektrik yoki yarimo'tkazgichlardan iborat.

Ferrimagnetiklarning katta guruhi temir birikmalaridan iborat bo'lib, ferritlar deb ataladi. Texnikadagi eng kuchli doimiy magnetlar ham ferromagnetiklardan emas, ferrimagnetiklardan yasalgan.

* * *

Ushbu bobda moddalarning besh turdagi magnitlashuvlarini ko'rib chiqdik. Ulardan ko'plari (ferromagnitizm, antiferromagnitizm, ferrimagnitizm) — qattiq jismlarga tegishlidir. Qattiq jismlarda uchraydigan magnit xossalar umuman olganda juda ko'p bo'lib, masalan K.M.Xyord maqolasida (Успехи физических наук, 1984, 142-том, 2-қисм, «Многообразие видов магнитного упорядочения в твёрдых телах») yana 9 turdagi magnit-

lashuv turlari bayon etilgan, maqola oxirida magnitlashuvning boshqa turlari haqida ma'lumotni qanday adabiyotdan topish mumkinligi aytib o'tilgan. Bundan o'quvchi qattiq jism fizikasi qanchalik rivojlanayotganini tushunishi mumkin. Fizikaning bu bo'limining yutuqlari mikroelektronikaning, nanatexnologiyaning insoniyat taraqqiyotiga qo'shayotgan hissasini aniqlab beradi.

Keyingi bo'limda magnitizm sohasidagi ixtirolardan biri — magnit suyuqliklar haqida ma'lumotlar beriladi.

Savol va masalalar

53.1. Ferromagnitizm, antiferromagnitizm va ferrimagnitizm hodisalarining farqini tushuntirib bering.

53.2. Ferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishini tushuntirib bering.

53.3. Antiferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishini tushuntirib bering.

53.4. Ferrimagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishini tushuntirib bering.

54-§. Magnit suyuqliklar

Kuchli magnit xossalari — ferromagnit yoki ferrimagnit xossalari faqat qattiq jismlarda kuzatilishi mumkin. Suyuqlik paramagnitdan iborat bo'lsa, uning zarralari magnit momentga ega bo'lsa, suyuqlikda tashqi magnit maydon ta'sirida tashqi maydondan 10^3 - 10^4 marta kuchsiz bo'lgan magnitlashuv vujudga keladi. Bunday magnitlashuvni laboratoriya asboblari sezishi mumkin.

Suyuqlikka kuchli magnit xossalarni unga eritilgan mayda magnit zarralar, mayda magnitlar berishi mumkin. Bu fikr muhim bo'lsada, yangilikdagi dastlabki qadam bo'ldi xolos. Gap shundaki, har qanday suyuqlikda magnitlangan qipiqni eritishga harakat qilsangiz, tez orada qipiqning elementlari bir-biriga yopishib qolganini, suyuqlikda turmay cho'kib qolganini ko'rasiz. Bu sohada Rossiya va Amerikada olib borilgan ilmiy izlanishlar eritiladigan

magnit qipiqqa qo‘yiladigan talablarni aniqlashga, so‘ngra bunday qipiqning tayyorlanishiga olib keldi.

Magnit qipiq zarralari suyuqlikda muallaq turishi uchun (cho‘kib qolmasligi uchun) ularning o‘lchamlari tor intervalda, $10nm$ ga yaqin o‘lchamlarga ega bo‘lishi kerak, bir-biriga tortishib, yopishib qolmasligi uchun ularning sirti nomagnit material bilan qoplangan bo‘lishi kerak ekan.

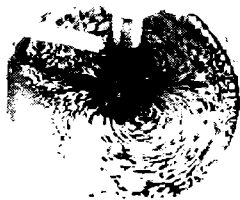
$10nm$ — bu atom o‘lchamlaridan faqat ikki tartibga katta bo‘lgan zarra degani, nanotexnologiya mahsuloti degani. Bunday o‘lchamdagi zarralar suyuqlik molekularining issiqlik harakatining ta‘sirida Broun harakatida bo‘ladi va cho‘kib qolmaydi. Bunday talabni qo‘yish oson, bajarish qiyin. Amerikada bunday zarralarni magnit materialni maxsus tegirmonda deyarli 1.5 oy davomida maydalab, hosil bo‘lgan undan kerakli o‘lchamdagi zarralarni ajratib olib, magnit suyuqliklar tayyorlashgan. Rossiyalik olimlar kerakli o‘lchamdagi zarralarni kimyoviy ravishda o‘stirib, kerakli o‘lchamda jarayonni to‘xtatib, hosil qilishgan.

Magnit suyuqliklardagi erituvchi suyuqlik kerosin, suv, turli moylar, glitserin va b. Ularda magnit qipiq eritilganda ular odatda qora rangdagi, nisbatan quyuk holatga keladi. Izlanishlar natijasida ko‘p oylar davomida magnit tashkil etuvchisi cho‘kib qolmaydigan bir jinsli suyuqliklar yaratilgan.

Magnit suyuqliklar qanday xossalarga ega va nima uchun qo‘llanishi mumkin?

- Tashqi magnit maydon bo‘lmaganda magnit suyuqlik magnitlanmaydi, odatdagi suyuqliklar kabi xossalarga ega. Uni masalan qoshiq bilan aralashtirish, aylantirish mumkin.

- Asta sekin tashqi magnit maydon kuchaytirilsa, suyuqlikdagi magnit zarralarning maydon bo‘ylab tartiblashuvi vujudga keladi, suyuqlikda ichki ishqalanish oshib borib, kuchli magnit maydonda suyuqlikning amorf jismlardek qotib qolishini kuzatish mumkin. Maxsus magnit suyuqliklarda ichki ishqalanishning magnit maydon ta‘sirida 100 marta oshishiga erishilgan. Demak magnit suyuqlik xossalarni magnit maydon yordamida oson boshqarish mumkin ekan. Bundan foydalanib magnit suyuqliklar asosida quyidagi ixtirolar qilingan.



54. 1-rasm.

* Magnit tormoz. Avtomobil g'ildiragiga boradigan o'qqa disk o'matiladi. Disk magnit suyuqlikning ichida aylanadi va magnit maydon yo'qligida ortiqcha qarshilikka ega emas. Elektromagnitga tok ulab magnit maydon hosil qilinsa, disk va magnit suyuqlik orasida kuchli ishqalanish kuchi hosil bo'ladi.

* Magnit sseplenie (ilashish). Avtomobil transmisiyasida bir-biriga yaqin ikki disk joylashtiriladi, ular magnit suyuqlikda harakatlanadi. Magnit maydon yo'qligida disklar o'zaro erkin harakatlanib, motor g'ildirakdan uzilgan bo'ladi. Magnit maydon yoqilishi bilan disklar orasida kuchli ishqalanish vujudga kelib, g'ildirak motorga ulanadi.

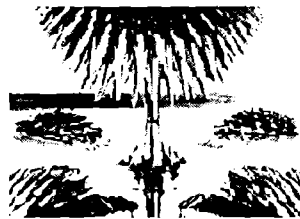
* Demferlovchi qurilma. Kosmik kemani ulkan quyosh elementlari, yoki o'lchov asbobi strelkasining tebranishlarini so'ndirish uchun ularni bir elementini magnit maydondagi magnit suyuqlikka joylashtiriladi. Yasalgan demferlardan biri o'zidan 60 marta katta massali jism tebranishlarini so'ndirish logarifmik dekrementi 0.5—0.7 oraliqda bo'lgan.

* Aylanuvchi o'qlar atrofini berkitish. Texnologik qurilmalarda aylanuvchi o'qlar qurilma devoridan o'tib, bunda birinchi hajmdagi gaz yoki suyuqlik ikkinchi hajmga o'tmasligi kerak. Bu moddalar zaharli yoki yonuvchi bo'lganida ularning o'tmasligi uchun talablar ayniqsa kuchli bo'ladi. Aylanuvchi o'q bilan devor orasiga magnit suyuqlik joylashtirib, devorning ikki yoniga, o'qning atrofiga doimiy magnitlar joylashtirilsa, magnit suyuqlik teshikni bekitib, zararli moddalar yo'lini to'sadi. Jumladan devorning bir yonida vakuumni saqlash imkoniyatini yaratadi. Bir vaqtning o'zida suyuqlik moylovchi vazifani ham bajaradi.

- Doimiy magnit maydonlar magnit suyuqlik ichki ishqalanishini orttirgan holda, o'zgaruvchan magnit maydonlarda maydon chastotasi va amplitudasini tanlab, ichki ishqalanishni kuchli kamaytirish mumkinligi ko'rsatilgan.

- Magnit maydon yordamida magnit suyuqlikni harakatga keltirish mumkin. 54.1-rasmda kuchsiz aylanuvchi magnit maydon harakatga keltirgan magnit suyuqlik tasvirlangan.

• Magnit suyuqlikka ta'sir etuvchi magnit kuchlar og'irlik kuchidan ortiq bo'lib, suyuqlik sirtini butunlay o'zgartirib yuborishi mumkin. Magnit maydon yordamida hosil qilingan 54.2- rasmdagi shakllarni amaliy ahamiyati ko'rinmasada, estetik ahamiyati bo'lishi mumkin.



54.2-rasm.

• Magnit suyuqliklar ferromagnetik yoki ferrimagnetik moddalar kabi magnit maydonni minglab marta kuchaytiradi. Bundan esa transformator o'zagida foydalanish mumkin. Ixtirolardan birida uch fazali transformator o'zaklarida bo'sh kanallar qoldirilgan. Maxsus nasos bu kanallarga magnit suyuqlikni kiritishi mumkin. Kanallardagi suyuqlik miqdori esa transformator o'zaklaridagi magnit oqimni o'zgartirib, chiquvchi kuchlanishni asta-sekin o'zgartirish imkoniyatini yaratadi.

• Odatda moddaning solishtirma og'irligi zichlik va erkin tushish tezlanishiga bog'liq: ρg . Magnit suyuqlikka yana magnit maydon ta'sir etadi va uni solishtirma og'irligini magnit maydon yordamida asta-sekin o'zgartirish mumkin. Suyuqlikning solishtirma og'irligi oshgan sari avval suyuqlikdagi yengil jismlar, so'ngra og'ir jismlar suyuqlik sirtiga chiqadi. Bunday yo'l bilan mineral hom ashyodan kerakli tashkil etuvchilarni ajratib olish ustida tadqiqotlar olib borilmoqda.

• Tajribalardan birida magnit suyuqlikning bir yoniga doimiy magnit qo'yiladi, boshqa yoniga esa isitgich. Isigan suyuqlikning magnit qabul qiluvchanligi kichrayib, magnit sovuq suyuqlikni kuchliroq torta boshlaydi va suyuqlik harakatga keladi. Temperaturalar farqi bor ekan, suyuqlikning harakati davom etaveradi. Kosmik fazoda isitgich sifatida Quyosh nurlaridan foydalanib, shunday mexanik energiya manbaini hosil qilish mumkin. Bu jarayon uchun maxsus tayyorlangan suyuqlikning magnit qabul qiluvchanligi temperaturalar farqiga sezgir bo'lsa, qurilmaning effektivligi katta bo'ladi.

• O'zgaruvchan magnit maydondagi tajribalardan ma'lum bo'ldiki, ayrim hollarda suyuqlikdagi magnit zarralarning magnit momenti doimiy bo'lmay, yo'nalishi o'zgarishi mumkin ekan.

Ilmiy qiziqish manbai bo'lgan bu hodisa, kelajakda foydali jarayonlarda qo'llanishi mumkin.

Shunday qilib magnit suyuqliklar turli texnik qurilmalar ishini elektr va magnit maydonlar bilan boshqarish imkoniyatini yaratadi. Kelajakda inson uchun foydali yana ko'plab ixtirolar uchun asos bo'ladi.

Savol va masalalar

- 54.1. Nanotexnologiyaning qanday mahsuloti bilan tanishdingiz?
- 54.2. Magnit suyuqlikda eritilgan magnit zarralar qanday xossalarga ega bo'lishi kerak?
- 54.3. Suyuqlikning solishtirma og'irligini qanday o'zgartirish mumkin?

Muhim formulalar

- Moddaning qutblanganligi va elektr maydon: $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$.
- Magnitlanganlik va molekulyar toklar: $\vec{j}_m = \text{rot} \vec{J}$
- Magnitlanganlik va magnit maydon: $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J})$.
- Magnit qabul qiluvchanlik ta'rifi: $\vec{J} = \chi \vec{H}$.
- Diamagnetik va o'ta o'tkazgich uchun magnit qabul qiluvchanlik:

$$\chi = -\frac{n e^2 r^2 \mu_0}{4m}, \quad \chi = -1.$$

- Elektronning xususiy va orbital magnit momentlari (Bor magnetoni):

$$p_m = -\frac{e\hbar}{2m}.$$

- Paramagnetik magnit qabul qiluvchanligi: $\chi = \frac{n p_m^2 \mu_0}{3kT} = \frac{C_K}{T}$.

TURLI MUHITLARDAGI ELEKTR TOKLAR**55-§. Dielektriklar**

Tabiatdagi turli qattiq jismlar elektr xossalari bo'yicha dielektrik, yarimo'tkazgich va metallarga (o'tkazgichlarga) bo'linadi. Dielektriklar deb o'tkazuvchanligi juda kichik bo'lgan moddalarga aytiladi, ko'p hollarda ularning o'tkazuvchanligi nolga teng desa ham bo'ladi. Aksincha, o'tkazuvchanligi yaxshi bo'lgan moddalarni o'tkazgichlar deb ataladi, kimyoviy jihatdan ular metallardan iborat. Yarimo'tkazgichlar metallar va dielektriklar orasidagi o'tkazuvchanlikka ega.

Dielektriklar tok o'tkazmasligi ularda o'tkazuvchanlik elektronlari yo'qligidan, kristall bo'ylab harakat qila oladigan elektronlar yo'qligidan darak beradi. Lekin nima uchun ayrim kristallar o'tkazuvchanlikka ega, boshqalari esa dielektrikdan iboratligini tushunish kerak.

Modda haqidagi klassik tasavvurlar qattiq jismlarning elektr xossalarini to'liq tushuntirmaydi, atomlarning kimyoviy xossalarini, moddaning diskret spektral chiziqlarini tushuntirmaydi. Fizika fanining ko'plab yutuqlari kvant mexanikasining yaratilishi va rivojlanishi bilan bog'liq. Jumladan moddaning elektr xossalari ham faqat kvant tasavvurlar asosida to'liq tushuntirilishi mumkin. Kvant fizikasi mukammal ravishda yuqori kurslarda o'rganiladi. Bu yerda kvant tasavvurlarni sifat jihatdan ko'rib chiqaylik.

XX asr boshlariga kelib elektromagnit to'lqinlar haqidagi klassik tasavvurlar fandagi ayrim hodisalarni tushuntirmasligi ma'lum bo'ldi. Jumladan qattiq jism spektrini, fotoeffektning qizil chegarasi masalalari elektromagnit to'lqin kvantlari — fotonlar haqidagi tasavvurlarga olib keldi. Shunday qilib elektromagnit maydon to'lqin xossalariga ega bo'lgani holda, ikkinchi tarafdan zarra (kvant, foton) xossalariga egaligi ko'rsatildi. Bu xossalar bir

-biriga chambarchas bog‘liq bo‘lib, fotonning energiyasi ham ($E = \hbar\omega$), impulsi ham ($p = \hbar k$, $k = 2\pi / \lambda$) uning to‘lqin xarakteristikalarini bilan aniqlanadi. Bu yerda $\hbar = 1.0545919 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ — Plank doimiysi deb ataladi. Elektromagnit maydonning kvant xossalari yuqori chastotali to‘lqinlarda, to‘lqin uzunligi kichik to‘lqinlarda kuchliroq seziladi.

Moddani tashkil etuvchi zarralar, jumladan elektronlar dastlab klassik mexanika qonunlariga bo‘ysinuvchi zarralar sifatida o‘rganilgan. 1924-yilda fransuz fizigi Lui de-Broyl elektromagnit maydonning ham to‘lqin, ham zarra (kvant) xossalariга egaligini falsafiy muhokama qilib, avvalo zarra deb o‘rganilayotgan elektronlarda ham to‘lqin xossalari bo‘lishi mumkinligi haqida yozadi. Elektronning biron to‘lqin xossasi sezilmagan u paytda bu juda jasoratli fikr edi. Fotonlarga solishtirilganda, elektron to‘lqinining (de-Broyl to‘lqinining) chastotasi $\omega = E / \hbar$, to‘lqin vektori $k = p / \hbar$ bo‘lishi kerak. Bu yerda E - elektronning kinetik energiyasi emas, to‘liq energiyasini ifodalaydi. De-Broyl gipotezasidan boshlangan fizikaning bo‘limi «to‘lqin mexanikasi» yoki «kvant mexanika» deb nomlanadi. Birinchi nom bu fanning mazmunini to‘liqroq yoritadi, chunki unda zarralarning xossalari ularning to‘lqin xossalariга asosan tushuntiriladi.

Ikki uchi mahkamlangan tordagi turg‘un mexanik to‘lqinlarni o‘rganganda tor uzunligida joylashgan to‘lqin uzunliklar soni butun bo‘lishi talab qilinadi. Bundan tordagi to‘lqinlarning uzunligi, to‘lqin vektorlar qiymati uzlukli bo‘lishi kelib chiqadi. Ularning turli qiymatlarini ($\lambda = L / n$) aniqlovchi kvant soni kiritiladi, bunga mos to‘lqin soni $k = (2\pi / L)n$ ham kvantlangan bo‘ladi. Shunga o‘xshash parallelopiped shaklidagi hajmdagi to‘lqinlar o‘rganilganda, to‘lqin sonining uch kvant soniga bog‘liqligi kelib chiqadi: $k^2 = (2\pi / L)^2 (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)$. To‘lqin sonining kvantlanganligidan unga bog‘liq bo‘lgan energiyaning ham kvantlanganligi kelib chiqadi.

Oddiy to‘lqinlarning parametrlari kvantlangan bo‘lishi de-Broyl to‘lqinlarining ham kvantlanishiga olib keladi. Jumladan atom yadrosi atrofidagi elektronlarni to‘lqin mexanikasida o‘rganilganda,

yadroning atrofida butun sondagi de-Broyl to'liqin uzunliklari joylashishi talab qilinadi. Bundan elektron energiyasi, impuls momenti kvantlanishi kelib chiqadi. Energiyaning kvantlanishi esa Bor postulatlarini (1913-y) tasdiqlaydi:

- Elektronlar yadro atrofida bir necha diskret energiyalik stasionar holatlardagina bo'lishi mumkin. Ulardagi energiyalarni E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) deb belgilaylik. Energiyaning qiymatini aniqlovchi kvant son bosh kvant son deb ataladi

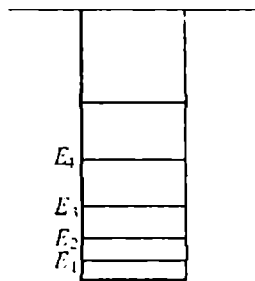
- Atomdagi elektron bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda, energiya yutadi, yoki $\hbar\omega = E_i - E_k$ energiyali foton chiqaradi.

Shunday qilib, to'liqin mexanikasi dastlabki qadamlaridayoq Bor postulatlarini, moddaning diskret nurlanish spektrini tushuntirib beradi.

Elektronlarning atomdagi holatlari diskret energiyalari va boshqa parametrlari bilan farq qiladi. Atomdagi elektronlar atomga bog'langan bo'lgani uchun energiyalari manfiy bo'ladi va ularning energiyalarini 55.1-rasmda potensial chuqurdagi gorizontol chiziqlar bilan tasvirlanadi. Elektron atomdan ozod bo'lishi uchun uning energiyasi chuqur devorlaridan yuqori ko'tarilishi kerak. Atomdagi elektron diskret energiyalarga ega bo'lib, oraliq energiyalar uning uchun ta'qiqlangandir.

To'liqin mexanikasida «ruxsat berilgan holat» tushunchasi bilan bu holatdagi elektron farqlanishi zarur. Tor haqidagi misol turli to'liqin sonli $k = (2\pi / L)n$ tebranishlar bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi, lekin bu tebranishlar bo'lmasligi ham mumkin. Shu kabi to'liqin mexanikasi atomdagi elektronlar uchun «ruxsat etilgan holatlarni» belgilab beradi, ularning soni ko'p, lekin neytral atomdagi elektronlar soni yadroning zaryadiga teng bo'ladi.

Atomdagi elektronlar kichik energiyali holatlarni to'ldirib chiqadi. Ikkinchi tarafdin elektronlar Pauli prinsipiga bo'ysunadi. Unga ko'ra sistemada holati bir xil bo'lgan elektronlar bo'lishi mumkin emas. Demak, atomdagi elektronlar birorta parametr



55.1-rasm.

qiyamati bilan albatta farqlanishi kerak. Masalan, atomdagi eng kichik E_1 energiyali qatlamda ikki elektron joylashishi mumkin, lekin ularning spinlari va magnit momentlari farq qiladi. Atomdagi elektronlar soni, masalan, uchta bo'lsa (Li elementi), ulardan biri E_2 energiyali ikkinchi qatlamda joylashadi va bu modda metall hossalari ega. Energiyaning ikkinchi E_2 pog'onasida ja'mi sakkizta o'rin bo'lib, ular impuls momenti, uning proyeksiyalari, elektronning magnit momentlari kabi parametrlari bilan bir-biridan farq qiladi. Atomdagi elektronlar soni o'nta bo'lganda ular energiyasi kichik bo'lgan ikki qatlamni to'ldiradi. Mendelev jadvalidagi bundan keyingi atom (Na) uchinchi energetik pog'onada ham bitta elektronga ega bo'ladi. Bu o'n birinchi element atomi uchinchi davmi boshlaydi va metall xossalari ega. Shu bilan birga fizikaning kimyo fani bilan chambarchas bog'liqligini ko'rmoqdamiz.

Xullas atomlarning fizik va kimyoviy hossalari ulardagi yuqori elektron qatlamda nechta o'rin va nechta elektron borligi bilan aniqlanadi. Bu qatlam elektronlar bilan to'lgan bo'lsa, bunday atomlardan tuzilgan kristall — dielektrik hossalarga, bu qatlam to'lmagan bo'lsa — o'tkazgich (metall) hossalari ega boladi.

Bayon etilgan fikrlar yakkalangan atomlarga taalluqlidir.

Kristallar ko'plab (N) atomlarning yaqinlashib, elektromagnit ta'sirlashuvi oqibatida hosil bo'ladi. Ayrim atomlarda bir xil energiyaga ega bo'lgan elektronlar kristall deb nomlanadigan sistemada Pauli prinsipiga binoan holatlari bir-biridan farq qilishi kerak. Atomlar kristallga birlashganda elektronlar ayrim atom yoki ionga tegishli bo'lmay, butun kristallga tegishli bo'lib qoladi, ular kristall bo'ylab, kristall panjara tugunlari orasida harakatlanadi. Ularning bunday harakatining yo'nalishi va energiyasi ularning to'lqin vektori \vec{k} bilan aniqlanadi. Masalan, elektronlarning energiyasi sodda hollarda $E_k = E_1 + \hbar^2 k^2 / 2m$ formula bilan ifodalanadi, ayrim atomlarda E_1 energiyali bo'lgan holatlar kristallda o'zaro ta'sirlashuv tufayli ma'lum kenglikka ega bo'lgan elektron **zonaga** aylanadi. Elektron zonalarining orasi ta'qiqlangan zona deb ataladi, uning kengligi E_g deb belgilanadi. Bunday zonalardan pastki bir nechta elektronlar bilan to'la bo'lsa, kristall dielektrik xossaga ega bo'ladi.

Elektronlarning kric tall bo'ylab harakatlanishiga qaramay, ularning dielektrikdagi toki nolga tengligini aytib o'taylik. Haqiqatan, \bar{k}_i to'liqin vektori bo'lgan holda harakatlanayotgan elektronni ko'raylik. Elektronlar bilan to'la zonada albatta modul jihatdan xuddi shunday to'liqin vektori, lekin yo'nalishi teskari bo'lgan yana bir elektron bo'lib, bu ikki elektronning to'liq toki nolga teng bo'ladi. Bu mulohazalar zonadagi barcha elektronlar uchun o'rinli bo'lib, muvozanatli holda zona elektronlari tok hosil qilmaydi.

Kristallga elektr maydoni ta'sir etganda, elektr maydon jumladan zonadagi barcha elektronlarga ta'sir etadi. Elektronlar tok hosil qilishi uchun o'z harakatini (to'liqin vektorini) o'zgartirishi kerak. Zona ichida birorta bo'sh ruxsat berilgan holat bo'lmagani uchun, elektronlar o'z holatini, harakatini o'zgartirolmaydi va zona tokka hissa qo'sholmaydi. Kristallda yana boshqa elektronlar bilan to'la zonalar bo'lsa, ular ham tokka hissa qo'sholmaydi. Ayrim kristallarning dielektrik xossalari ularda faqat elektronlar bilan to'la zonalar borligi bilan tushuntiriladi.

Dielektriklar tok o'tkazmasada, sirlari zaryadlanishi mumkin, elektr maydonda qutblanishi, magnit maydonda — magnit xossalari namoyon etishi mumkin.

Savol va masalalar

- 55.1. Kristalldagi elektron zonalar qanday hosil bo'ladi?
- 55.2. Kristalldagi elektron zonalar orasi qanday nomlanadi?
- 55.3. Nima uchun dielektriklar tok o'tkazmaydi?

56-§. Yarimo'tkazgichlar

Kristallardagi dielektrik xossalar past haroratda kuzatilishi mumkin. Temperatura oshishi bilan dielektrik kristallarda kuzatiladigan jarayonlarni o'rganaylik.

Dielektrik kristallarda elektronlar bilan to'la zonalarni *valent* zona deb ataladi. *Taqiqlangan* zona (E_g) valent zonani yuqoridagi, *o'tkazuvchanlik* zonasidan ajratib turadi. Nima uchun dielektrikdagi yuqoridagi zona o'tkazuvchanlik zonasi deb atalishini tushuntiraylik.

Dielektrikdagi elektronlarning aksariyati valent zonada joylashadi. Elektronlarning ayrimlari fotonni yutib, yoki temperatura oshganda kristalldagi issiqlik tebranishlarining energiyasini yutib, ta'qiqlangan zonaning yuqorisida joylashgan elektronlardan bo'sh zonaga o'tib qolishi mumkin. Temperatura yoki yoritilish ortishi bilan bunday elektronlar soni oshib boradi. Elektr maydon bo'lmaganda bu elektronlar betartib harakatlanib, tok hosil qilmaydi. Kristall elektr maydonga kiritilsa, maydon ularning har biriga ta'sir etib, ularning harakatini o'zgartiradi, harakatlariga tartib kiritadi va elektr toki vujudga keladi: $\vec{j} = ne\vec{v}$. Bu formulada n — elektronlar konsentratsiyasi, \vec{v} — ularning elektr maydondagi tartibli harakat tezligi. Bu tezlik maydon ta'sirida vujudga kelib, maydon kuchlanganligiga mutanosib bo'ladi: $\vec{v} = \mu\vec{E}$. Mutanosiblik koeffitsiyenti μ zaryadli zarralarning harakatlanish sharoiti bilan bog'liq bo'lib, *harakatlanuvchanlik* deb nomlanadi. Miqdor jihatdan harakatlanuvchanlik zarralarning birlik elektr maydondagi tartibli *harakat tezligiga* teng. Shunday qilib, o'tkazuvchanlik zonasida elektr maydonda tok vujudga keladi:

$$\vec{j} = ne\mu\vec{E}. \quad (56.1)$$

Manfiy zaryadli zarralar uchun μ ham manfiy bo'lib, $e\mu$ ko'paytma musbat, tok elektr maydon yo'nalishida bo'ladi. Shuning uchun ularning ishorasiga e'tibor bermaslik mumkin.

Valent zonasidagi ayrim elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi bilan, bo'sh holatlar — *kavaklar* paydo bo'ladi. Dielektrikdagi valent zonada deyarli barcha ruxsat berilgan holatlarda elektronlar bo'lgani holda, ayrim holatlarning bo'sh bo'lishi — kavak deb ataladi.

Valent zona elektronlar bilan to'la bo'lganida elektr toki hosil qilmas edi. Elektr maydonda kavaklar maydon bo'ylab, elektronlar maydonga nisbatan teskari harakatlanadi, ularning ikkisi ham tokka musbat hissa qo'shadi:

$$\vec{j} = (n_+\mu_+ + n_-\mu_-)e\vec{E}. \quad (56.2)$$

Konsentratsiyalar teng bo'lsa:

$$\vec{j} = (\mu_+ + \mu_-)ne\vec{E}. \quad (56.3)$$

Tokning qiymatiga ta'sir etuvchi eng kuchli miqdor — zaryadli zarralar konsentratsiyasidir. O'tkazuvchanlik elektronlari va kavaklar temperatura yoki boshqa sababga ko'ra vujudga keladi, harakatlanadi, bir-biri bilan uchrashganda neytrallashadi, ilmiy tilda — rekombinatsiyalashadi. Ularning konsentratsiyasi shunday dinamik sharoitda vujudga keladi. Temperatura ortishi bilan elektronlarning valent zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi keskin oshadi va oradagi taqiqlangan zona kengligiga (E_g) kuchli bog'liq bo'ladi. E_g kichik bo'lsa, elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi yengillashadi va ularning konsentratsiyasi nisbatan katta bo'ladi. Faqat temperatura ta'sirida vujudga keladigan konsentratsiya Richardson — Deshman formulasi bilan ifodalanadi:

$$n = AT^2 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right). \quad (56.4)$$

Bu yerda A — doimiy koeffitsient, k — Bolsman doimiysi.

Misol uchun $E_g = 2eV = 3.2 \cdot 10^{-19} J$ $T = 300K$ bo'lsin. Unda: $n \approx 2.4 \cdot 10^{-29} (AK^2)$. Taqiqlangan zona $E_g = 2.2eV$ bo'lsa, konsentratsiya $\approx 10^3$ marta kamayadi, $E_g = 1.8eV$ bo'lsa, konsentratsiya $\approx 10^3$ ortadi. Shunday qilib taqiqlangan zonani kichik o'zgarishi ham o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasiga va o'tkazuvchanlikka kuchli ta'sir etadi. Shuning uchun $E_g = 2eV$ shartli ravishda dielektriklar va yarimo'tkazgichlar orasida chegara deb olingan. $E_g > 2eV$ bo'lgan kristallar dielektriklar deb hisoblanadi, bundan kichik taqiqlangan zonaga ega bo'lgan kristallar yarimo'tkazgichlar deb ataladi. Yorug'lik fotonlarining energiyasi $1.55 \div 3.1eV$ oraliqda bo'lib, chegara yorug'lik nurlari sohasiga to'g'ri keladi. Optik toza dielektriklar bo'lganida yorug'lik nurlarini yutmaydi, shaffof bo'ladi, lekin chastotasi yetarli bo'lgan ultrabinafsha nurlarni yutadi. Jumladan oddiy shisha ko'zoynak ham ko'zni ultrabinafsha nurlardan asraydi.

Dielektriklar va yarimo'tkazgichlar orasida sifat jihatdan farq yo'q, miqdoriy farq bor. Dielektriklar taqiqlangan zonasi $E_g > 2eV$ katta bo'lgani uchun ularda odatdagi sharoitda o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi shunchalik kichik bo'ladiki, ularni tok o'tkazmaydi deb hisoblash mumkin, ular uchun $\rho \cdot 10^8 \div 10^{10} \Omega m$.

Yarimo'tkazgichlarda taqiqlangan zona kichikroq bo'lgani uchun ularning o'tkazuvchanligi nisbatan katta, solishtirma qarshiligi kichik bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarni taqiqlangan zonasi kichik bo'lgan dielektriklar deb atash mumkin.

O'tkazuvchanlik yana temperaturaga keskin bog'liqdir. Masalan, temperaturani 10% kamayishi o'tkazuvchanlikni $\approx 10^4$ marta kamaytiradi, 10% ortishi — 10^3 marta oshiradi. Yarimo'tkazgichlar o'tkazuvchanligini temperatura bilan ortishi o'tkazuvchanlik elektronlari va kavaklar konsentratsiyasini keskin ortishi bilan tushuntiriladi. Metallarda esa temperatura ortishi bilan o'tkazuvchanlik chiziqli ravishda kamayadi.

Yarimo'tkazgichlar deganda fizikada dastlab to'rt valentli *Ge* va *Si* moddalari tushuniladi, ularning fizik xossalari ayniqsa batafsil o'rganilgan. Mendeleev jadvalida shu guruxda turgan olmos ham yarimo'tkazgich hisoblanadi, lekin uni hosil qilish qiyinroq. Uch valentli elementlarni besh valentli elementlar bilan birikmalari A_3B_5 (*GaAs*, *InSb*, *GaP*, *InP* ...) yarimo'tkazgichli kristallar hosil qiladi. Shu kabi A_3B_5 tipdagi birikmalar (*ZnTe*, *ZnSe*, *CdTe*, *CdS*) va boshqa tipdagi yarimo'tkazgichlar ma'lum. Yarimo'tkazgichlar borgan sari ko'proq qo'llanilayotgan sharoitda, kremniy *Si* tabiatda keng tarqalgan modda sifatida borgan sari ko'proq qo'llanilmoqda. Texnikada qo'llaniladigan *Si* nihoyatda toza bo'lishi kerak, undagi aralashma atomlarning soni kremniy atomlar sonining 10^{-8} qismidan oshmasligi kerak. Bunday tozalikni amalga oshiradigan texnologik jarayonlarni o'zlashtirgan firmalar ko'p emas, texnik kremniy esa qimmatbaho mahsulot hisoblanadi. O'zbekistonda Elektronika Instituti Koreya Respublikasi firmalari bilan birgalikda Respublika kremniy zaxiralaridan texnik kremniy olish bo'yicha amaliy ishlar olib bormoqda.

Yarimo'tkazgichlarning elektr xossalari yoritilganlikka, turli nurlanishlarga, elektr va magnit maydonlarga, turli aralashmalarga juda sezgir bo'ladi. Bunday ilmiy ma'lumotlar minglab ilmiy maqolalarda va ilmiy kitoblarda bayon etilgan. Yarimo'tkazgichlarning hossalari asoslangan bir necha o'nlab elektron asboblar yaratilgan. Ushbu qo'llanma doirasida ularning ayrimlarinigina yoritish imkoniyati mavjud.

Yarimo'tkazgichli *fotodiodlar*. Chastotasi yetarli bo'lgan ($\hbar\omega > E_g$) elektromagnit to'lqin, yorug'lik yarimo'tkazgichda yutiladi va o'tkazuvchanlikni keskin oshiradi. Bunga asoslangan sezgir fotodiodlar yaratilgan. Ular, masalan, metroda ham qo'llaniladi.

Yarimo'tkazgichlarda fotonning yutilish jarayonida elektronning energiya va impulsi fotonning energiya va impulsi hisobiga o'zgaradi, bunda saqlanish qonunlari bajariladi:

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega, \quad \bar{p}_2 - \bar{p}_1 = \hbar\vec{k}. \quad (56.1)$$

Fotonning impulsi $\hbar\vec{k}$ modul bo'yicha $\hbar\omega/c$ ga teng bo'lib, elektron impulsidan juda kichik, shuning uchun fotonning yutilishi jarayonida elektronning impulsi o'zgar olmaydi ($\bar{p}_2 \approx \bar{p}_1$) deb hisoblash mumkin. Yorug'likning bunday yutilishi kuchli bo'lib, yutilish koeffitsiyenti $\approx 10^5/sm$ qiymatga erishishi mumkin.

Ayrim yarimo'tkazgichlarda energiyani saqlanish qonuni bajarilgani holda, elektron valent va o'tkazuvchanlik zonasida turli impulsiga ega bo'lishi kerak. Bunday kristallarda yutilish jarayoni kristall ionlarining tebranish impulsining (ilmiy tilda fonon impulsining) yutilishi bilan borishi mumkin. Uchta zarra (foton, elektron, fonon) ishtirokida ro'y beradigan jarayon ehtimolligi kichik bo'lgani uchun, nurlarning bunday yutilish koeffitsiyenti deyarli yuz marta kichikroq, $\approx 10^3/sm$ bo'ladi. Shunday qilib, yorug'lik yutilishi jarayoni ham kristallning ichki xossalari haqida, elektron zonalari haqida ma'lumot olish imkoniyatini yaratarkan.

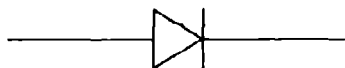
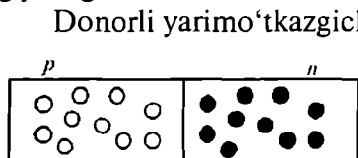
Aralashmali yarimo'tkazgichlar. Yarimo'tkazgichning har bir atomi qo'shni atomlar bilan to'rt kovalent bog'lanish hosil qiladi. Bunday kristallarga kiritilgan besh valentli aralashma (*P, As, Sb*) atomi ham bunday bog'lanishlarda ishtirok etadi, tashqi qobig'idagi bir elektron esa, ortiqcha bo'lib qoladi. Bu elektronning aralashma atomiga bog'lanishi kuchsiz bo'lib (masalan, *Ge* da $0.01eV$), temperatura ta'sirida undan ajrab ketadi. Aralashma atomi musbat ionga aylanadi va elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok etmaydi, elektron esa o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib, o'tkazuvchanlikka hissa qo'shadi. Shunday qilib har bir besh valentlik aralashma atomi temperaturadan qat'i nazar bitta o'tkazuvchanlik elektroni hosil qiladi. Bunday

aralashma donor deb ataladi, yarimo'tkazgich esa n — tipdagi yarimo'tkazgich deb ataladi (negative, manfiy so'zidan olingan). Ularda o'tkazuvchanlik elektronlari ko'p bo'lgani holda, oz miqdorda kavaklar ham bo'ladi (asosiy bo'lmagan o'tkazuvchanlik zarralari), ularning konsentratsiyasi, yuqorida bayon etilganidek, temperaturaga kuchli bog'liq bo'ladi.

Yarimo'tkazgichga uch valentli aralashmalar kiritilsa, ular ham atrofdagi kristall atomlari bilan ta'sirlashib, to'rt kovalent bog'lanish hosil qilishadi, buning uchun kristalda uchrab turadigan elektronlardan biri ishlatiladi, demak bironta asosiy atomda elektronning kamomadi vujudga keladi, har bir aralashma atomi bir kavakni vujudga keltiradi. Bunday aralashmalar (B , Al , Ga , In) akseptor, yarimo'tkazgich esa p tipdagi yarimo'tkazgich deb ataladi (positive, musbat so'zidan olingan). Ularda ham asosiy bo'lmagan o'tkazuvchanlik zarralari, o'tkazuvchanlik elektronlari bo'ladi, lekin ularning konsentratsiyasi harorat pasayishi bilan keskin kamayib ketadi.

Shunday qilib, aralashmalar yordamida yarimo'tkazgichlarda temperaturaga bog'liq bo'lmagan o'tkazuvchanlik hosil qilinadi. Aralashmali yarimo'tkazgichlarning eng muhim xossalari ularning bir-biriga ulanishida, kontaktda namoyon bo'ladi.

n - tipdagi va p - tipdagi yarimo'tkazgichlarning kontaktini ko'rib chiqaylik (56.1-rasm). Ularni ayrim yaratilib, so'ngra ulash shart emas, bunday kontakt yasash uchun yagona yarimo'tkazgich asos olinib, uning ikki qismiga ikki turdagi aralashma singdiriladi. Integral mikrosxemalarning yasalishi ham huddi shunday texnologiyalarga asoslanadi.



56.1-rasm.

Donorli yarimo'tkazgichda o'tkazuvchanlik elektronlari ko'p bo'lib, ular issiqlik harakati tufayli kontaktda yaqinlashib, akseptorlik yarimo'tkazgichdan issiqlik harakati tufayli yetib kelgan kavaklar bilan uchrashib, neytrallashadi (rekombinatsiyalashadi). Bunday jarayonda donorli yarimo'tkazgich musbat, akseptorlik yarimo'tkazgich manfiy

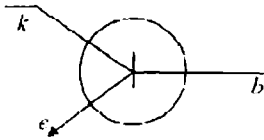
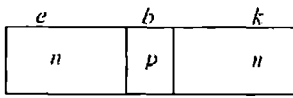
zaryadlanib qolib, ular orasida kontakt *potensiallar farqi* vujudga keladi, bu elektr maydon asosiy tok tashuvchilarining kontakt sohasiga qarab harakatlanishiga to'sqinlik qiladi.

Kontaktga tashqi kuchlanish berilsa, u kontakt potensiallar farqini oshirishi mumkin, unda elektr maydonining tok oqishiga to'sqinligi yanada ortib, tok oqmaydi, yoki kontakt potensiallar farqini va tokka to'sqinligini kamaytirishi mumkin, bunda kontakt orqali tok oqadi. Tashqi kuchlanishni ishorasi o'zgariganda $p - n$ kontaktning qarshiligi $10^5 - 10^6$ marta o'zgarishi mumkin. Shuning uchun $p - n$ kontakt bir yo'nalishda tok o'tkazuvchi element, yarimo'tkazgichli diod sifatida qo'llaniladi (36-§ ga qarang).

$p - n$ kontaktdan tok o'tayotganda kontaktda rekombinatsiyalashayotgan elektronlar va kavaklar elektromagnit to'lqin kvantlari — fotonlarni nurlatadi. Fotonlarni kristaldan tashqariga chiqishidagi to'la ichki qaytish hodisasiga qarshi choralar ko'rib, nurlanishning bir yo'nalishda chiqishi uchun akslantiruvchi ko'zgular yasab, **yorug'lik diodlarida** elektr energiyaning 40% ining yorug'likka aylanishiga erishilgan. Juda ihcham, qizimaydigan, energiyani tejoychi bunday yorug'lik diodlarining turli elektronika asboblari, televizordan tortib, kompyutergacha, hattoki o'yinchqlarda ko'plab qo'llanishini ko'ramiz.

Yorug'lik kvantlari ayrim atomlar va boshqa zarralar tomonidan nurlanadi. Ularning nurlanish vaqti, yo'nalishi, qutblanishi, ayrim hollarda chastotalari ham bir-biridan farq qiladi. Bunday nurlanish nokogerent nurlanish deb ataladi. Inson yaratgan *lazer* nomli qurilmalarda elektromagnit nurlanish A. Eynshteyn nazariy bashorat qilgan majburiy nurlanish hodisasiga asoslangan. Hosil qilinadigan lazer nurlanishi nihoyatda yo'nalganligi, qutblanganligi, chastotasining doimiyligi, barcha tebranishlar yagona tebranish kabi ekanligi (kogerentligi) bilan ajralib turadi. Kichik quvvatli lazerlar jumladan yorug'lik diodini, yarimo'tkazgichli $p - n$ o'tishni mahsus yorug'lik rezonatoriga o'rnatilib hosil qilinadi.

Ko'pchilik lazerlar doimiy to'lqin uzunligida nurlanish chiqaradi. Yarimo'tkazgichli lazerlarning materiallarini yasash texnologiyasiga o'zgartirish kiritib, turli chastotali lazerlar yasash mumkin. Yarimo'tkazgichli lazerlar ixchamligi bilan ajralib turadi. Hatto,



56.2-rasm.

integral mikrosxemalarda qo'llanishi uchun mikroskopik o'lchamlarga ega lazerlar yaratilgan.

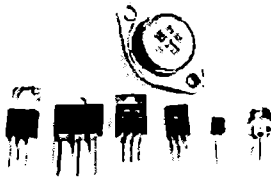
Yarimo'tkazgichli boshqa muhim qurilma — **tranzistor** bo'lib, bipolyar tranzistor dastlab amerikalik olimlar Uilyam Shokli, Djon Bardin, Uolter Bratteyn tomonidan 1947-yilda yaratilgan. Bu kashfiyotlari uchun ular 1956-

yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan. Ulardan Jon Bardin o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasini yaratishdagi hissasi uchun ikkinchi bor bu buyuk mukofotga sazovor bo'lgan. Bu olimlarning ismlari Kulon, Amper, Ersted va boshqa buyuk fiziklar qatoridan o'rin olgan.

Tranzistor (bipolyar tranzistor) ikkita $p - n$ o'tishdan iborat qurilmadir (56.2-rasm). $n - p - n$ va $p - n - p$ tipdagi tranzistorlari farqlanadi, lekin ularning ishlashi o'xshash bo'ladi. Bunday qurilmadan tok o'tkazmoqchi bo'lsak, kontaktlardan biri tokni o'tkazgani bilan, ikkinchisi o'tkazmaydi. Agar qurilmaning o'rta qatlamiga ishorasini tanlab, kuchsiz kuchlanish U_s (signal) ulansa, tranzistordan U_s kuchlanishga bog'liq bo'lgan tok o'ta boshlaydi. Tokning qiymati U_s signalning qiymatiga bog'liq ravishda o'zgarib, tranzistor signallarni kuchaytiruvchi juda ixcham qurilma bo'ladi. Masalan, integral mikrosxemalarda mikroskopik o'lchamlarga ega bo'lgan ko'p millionlab tranzistorlar yaratiladi va ular o'z vazifalarini yillab bajaradi. Tranzistorlar barcha elektron asboblarda qo'llaniladigan muhim elementdir. 56.3-rasmda ayrim zamonaviy tranzistorlarning tasviri keltirilgan.

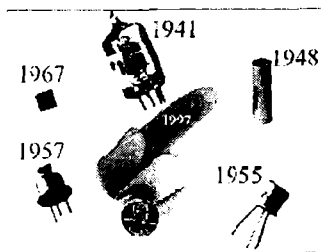
Integral mikrosxemalar yarimo'tkazgich asosga yagona

texnologik jarayonda yaratiladigan o'tkazgich va diodlar, tranzistor va kondensatorlardan iborat elektron sxemadir. Biron maqsadga qaratilgan elektron sxema barcha elementlari va ulanishlari bilan yaratilib, tashqi korpusga joylashtirilgandan keyin, ishga tayyor bo'ladi. Zamonaviy integral mik-



56.3-rasm.

rosxemadagi elementlar soni bir-necha milliardlab bo'lishi mumkin. Jumladan kompyuterlarning protsessorlari, xotiralari, boshqa muhim elementlari integral mikrosxemalardan iborat. Kompyuter texnikasida qo'llaniladigan tranzistorlar yuqorida bayon etilgan bipolyar tranzistordan farqli bo'lib, MOP-tranzistor (metall-oksid-yarimo'tkazgichli tranzistor) deb ataladi. Ilmiy texnik taraqqiyotning



56.4-rasm.

timsoli bo'lgan kompyuter texnikasining moddiy asoslari aynan yarimo'tkazgichli integral sxemalarga asoslangan. 56.4-rasmda elektronika elementlarning ixchamlashib va mukammallashib borishi tasvirlangan.

Yarimo'tkazgichlar qo'llanishining yana bir misoli tariqasida kosmik va sun'iy manbalardan chiqqan yuqori energiyali zarralarning yarimo'tkazgichli detektorini ko'rib chiqaylik. Detektorlarning biri kremniydan yasalgan kontaktdan iborat. Unga «tokni bekituvchi» kuchlanish beriladi, natijada kontaktda elektron va kavaklar yetishmaydigan, tokni o'tkazmaydigan soha hosil bo'ladi. Yuqori energiyali zarra detektordan o'tganda, ko'plab elektron-kavak juftlarini hosil qiladi va energiyasini yo'qotadi. Kontakt sohasida hosil bo'lgan bu o'tkazuvchanlik elementlari tashqi zanjirda qisqa muddatli tok oqishiga olib keladi va yuqori energiyali zarra hisobga olinadi (detektorlanadi). Bunday detektor nixoyatda ixchamligi bilan ajralib turadi.

Yuqori energiyali zarralar Vilson kamerada bug'larda, pufakchali kamerada suyuqlikda kuzatiladi. Yarimo'tkazgichli detektorda moddaning zichligi katta bo'lishi (kremniy uchun 2.3 g/sm^3 , Ge uchun 5.3 g/sm^3) va har bir elektron — kavak juftini hosil qilish uchun nisbatan katta energiya (kremniy uchun $E_g = 3.8 \text{ eV}$) kerak bo'lgani uchun detektor hajmida zarra katta energiya yo'qotadi. Bu energiyani zanjirdan o'tgan zaryad impulsiga qarab baholash va zarra energiyasini aniqlash mumkin. Suyuq geliy bilan sovitiladigan yarimo'tkazgichli detektorlarda zarralar energiyasidagi 0,1% farqlar sezilgan.

Savol va masalalar

56.1. Xususiy va aralashmali yarimo‘tkazgichlarning qarshiligini temperaturaviy bog‘lanishini tushuntiring.

56.2. Taqiqlangan zona nima?

56.3. Kavak qanday harakatlanadi?

56.3. Yarimo‘tkazgichli diod va tranzistorning ishlash prinsipini tushuntiring.

56.4. Zarralarning yarimo‘tkazgichli detektori qanday tuzilgan?

57-§. Metallarning o‘tkazuvchanligi

Metallarning elektr o‘tkazuvchanligi ularda zaryadli zarralarning elektr maydondagi tartibli harakati bilan tushuntiriladi. Mandelshtam va Papaleksi, so‘ngra Tolmen va Styuart 1913—1916-yillarda o‘tkazgan tajribalari bu zarralar elektronlardan iboratligini to‘liq isbotladi. Keyinchalik rivojlangan Xoll effekti yordamida ham metallardagi o‘tkazuvchanlikning sababchisi «erkin», ya’ni metall hajmi bo‘ylab harakatlana oladigan elektronlar ekanligi tasdiqlandi.

Dielektriklar nima uchun tok o‘tkazmasligini bilgan o‘quvchi metallar nima uchun tok o‘tkazishini tushunishi oson. Metallarning yuqori elektron zonasidagi ruxsat berilgan kvant holatlar elektronlar sonidan ancha ko‘p. Elektr maydon ta’sirida bu elektronlar o‘z harakatlarini o‘zgartirib, tokka hissa qo‘shadi, metallarning o‘tkazgich hossalari ta’minlaydi. Shu ma’noda ularni erkin elektronlar deb ataladi. Quyi, valent zonalardagi elektronlar dielektriklardagi elektronlar kabi elektr tokka hissa qo‘shmaydilar.

Metallardagi erkin elektronlar soni katta bo‘ladi. Atomlarning yuqori elektron qobig‘idagi elektronlar soni kimyo fanida valent elektronlar deb ataladi. Atomdagi valent elektronlar soni s bo‘lsa, metalldagi o‘tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi $n = s\rho N_A / \mu$ bo‘ladi. Bu yerda ρ va μ — moddaning zichligi va molyar massasi, $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} / mol$ — Avagadro soni. Qattiq jism fizikasida esa «valent» atamasi ($T=0$ temperaturada) elektronlar bilan to‘la zonani nomidir. Moddaning turiga qarab metallarda valent

zona bo'lishi ham, bo'lmashligi ham mumkin, metalning elektr hossalari valent zona ta'sir etmaydi.

Bu yerda ishlatilayotgan «erkin» so'zini nisbiy tushunish kerak. Metalldagi elektronlar haqiqatan erkin bo'lganda edi, ular elektr maydonda tezlanuvchan harakatlanib, doimiy elektr maydonda doimiy tok emas, tinimsiz oshib boruvchi tok kuzatilishi kerak edi. Bu esa empirik Om qonuniga zid keladi. Metalldagi erkin elektronlar kristall panjaraning ichida, katta zichlikka ega bo'lgan moddaning ichida, musbat ionlar bilan ta'sirlashgan holda harakatlanadigan elektronlardan iboratdir. Tajriba ular Om qonuniga bo'ysunishini ko'rsatadi:

$$j = \sigma E. \quad (57.1)$$

Ikkinchi tarafdin tok zichligini ta'rifiga ko'ra:

$$j = ne\bar{v}, \quad (57.2)$$

Bu yerda \bar{v} — elektronlar tartibli harakat tezligi. Metallardagi nisbatan katta $j = 10 A/mm^2$ tok zichligi va yuqoridâ topilgan elektronlar konsentratsiyasini qo'llab, elektronlar tartibli harakat tezligini topish mumkin: $\bar{v} \approx 1 mm/s$. Tartibli harakat tezligining bunday kichik bo'lishi elektronlar konsentratsiyasining juda kattaligi bilan bog'liq.

Tarixan, metallarning o'tkazuvchanligi dastlab klassik tasavvurlarga asoslanib o'rganilgan. O'tkazuvchanlik elektronlari erkin zarralar sifatida, gaz molekulari kabi issiqlik harakatidagi zarralar sifatida qaralgan. Erkin elektronlar uchun ideal gaz modelini qo'llab, tezliklarning Maksvell taqsimoti asosida issiqlik harakatining o'rtacha tezligini topamiz:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (57.3)$$

Bu formulada m — elektron massasi. Temperaturani 300K desak:

$$\langle v \rangle \approx 10^5 m/s. \quad (57.4)$$

Issiqlik harakatining o'rtacha tezligi juda katta, birinchi kosmik tezlikdan o'n karra ortiq ekan. Bunday elektronlarning ayrimlari metallardan chiqib ketadi (ularning soni millionlab bo'ladi) va metall

musbat zaryadlanib qoladi. Bu esa qolgan elektronlarning chiqib ketishiga to'sqinlik qiladi, elektronlarning metall sirtidan chiqish ishiga sabab bo'ladi. Bular — metall sirtidagi hodisalardir. Biz esa metall ichidagi erkin elektronlarga qaytib kelaylik.

Metallar o'tkazuvchanligini tushuntiruvchi elementar nazariya Drude tomonidan yaratilgan. Bu nazariyada o'tkazuvchanlik elektronlari kristall panjara ionlari bilan to'qnashib turadi deb hisoblangan. To'qnashuvlar orasidagi o'rtacha vaqt τ , o'rtacha masofa \bar{l} bo'lsin. Bu oraliqda elektronlar erkin zarra sifatida elektr maydonda tezlanuvchan harakatlanadi deb hisoblanadi. Elektr maydonining ta'sir kuchi eE bo'lsa, elektronning tezlanishi eE/m , keyingi to'qnashuv oldidan maksimal tezligi $v_m = eE\tau/m$, kinetik energiyasi $w = mv_m^2/2 = (eE\tau)^2/2m$, o'rtacha tezligi $\bar{v} = v_m/2 = eE\tau/2m$ bo'ladi. To'qnashuv paytida elektron bu tartibli harakat tezligini to'liq yo'qotadi, kinetik energisi kristall panjaraga o'tadi deb hisoblanadi.

\bar{v} tezlikni (57.2) ga qo'yamiz:

$$j = \frac{ne^2\tau}{2m} E. \quad (57.5)$$

Bu natijani (57.1) Om qonuni bilan solishtirib, o'tkazuvchanlik uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{2m} = \frac{ne^2\bar{l}}{2m < 9 >}. \quad (57.6)$$

Shunday qilib, o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti elektron gazning mikroskopik parametrlari orqali ifodalandi.

To'qnashuvlar tufayli ajralib chiqadigan issiqlik energiyasining hisoblaylik. Har bir elektron vaqt birligida $1/\tau$ marotaba sochilsa, birlik hajmdagi elektronlarni sochilish soni n/τ bo'ladi. Har bir sochilishda (to'qnashuvda) kristall panjaraga o'rtacha $w = (eE\tau)^2/2m$ energiya berilsa, birlik vaqtda birlik hajmda ajralib chiqqan issiqlik miqdori:

$$Q = \frac{ne^2\tau}{2m} E^2 = \sigma E^2 = \bar{j}\bar{E}. \quad (57.7)$$

Bu esa birlik hajm uchun yozilgan **Joul-Lens qonunidir**. Bu issiqlikning manbai elektr maydonidir.

Drude nazariyasining yana bir yutug'i **Videman-Frans empirik qonuni** bilan bog'liq.

Metallarda issiqlik o'tkazuvchanligining ikki mexanizmi bor. Ulardan biri kristall panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligi, ikkinchisi - erkin elektronlar sistemasining issiqlik o'tkazuvchanligi. Yengil elektronlarning issiqlik harakatidagi tezliklari panjara ionlarinikidan yuzlab marta ortiq bo'lgani uchun, issiqlik o'tkazuvchanlik masalasida faqat elektron gaz issiqlik o'tkazuvchanligini hisobga olsak bo'ladi. Molekulyar fizikada topilgan ideal gaz issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini o'tkazuvchanlik elektronlar gaziga qo'llaymiz:

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho < v > \bar{c}_v. \quad (57.8)$$

Bu yerda c_v — solishtirma issiqlik sig'im, elektron gaz uchun:
 $\rho c_v = (3/2)kn$,

$$\lambda = \frac{1}{2} kn < v > \bar{T} \quad (57.9)$$

Topilgan elektr o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini elektr o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti (57.6) bilan solishtiraylik. O'rtacha tezlikni (57.3) ifoda vositasida yozsak:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{k}{e^2} m < v >^2 = \frac{8}{\pi} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T \quad (57.10)$$

Bu tenglikka ko'ra barcha metallarning bir xil temperaturadagi issiqlik o'tkazuvchanlik va elektr o'tkazuvchanlik koeffitsiyentlarining nisbati bir xil bo'lishi kerak ekan. Shuning uchun elektr o'tkazuvchanligi yaxshi bo'lgan metallarning issiqlik o'tkazuvchanligi ham yaxshi bo'ladi. Dastlab empirik ravishda topilgan bu qonun Videman-Frans qonuni deyiladi.

λ/σ nisbatni 300K temperatura uchun hisoblasak, $5.7 \cdot 10^{-6} V^2/K$ natijani olamiz. Ayrim moddalar uchun odatdagi temperaturada (300K) tajribaga asosan o'lchangan nisbat quyidagi qiymatlarga

ega: alyuminiy uchun — $5.8 \cdot 10^{-6} V^2/K$, mis uchun — $6.4 \cdot 10^{-6} V^2/K$, qo'rg'oshin uchun — $7 \cdot 10^{-6} V^2/K$. Demak nazariya bilan tajriba mosligi yomon emas ekan.

Drude nazariyasi metallardagi erkin elektronlar haqidagi sodda tasavvurlarga asoslangan. Shunga qaramay erkin elektronlar gazining elektr o'tkazuvchanlik xossalari, Om, Joul — Lens qonunlarini, Videman — Frans qonunlarini qoniqarli tushuntirib beradi. Bu Drude nazariyasining yutug'idir, fizik bilimlarning rivojlanishidagi navbatdagi qadamdir. Lekin unda qiyinchiliklar ham mavjud. Birinchidan, tajribaga ko'ra metallarning solishtirma qarshiligi $\rho = 1/\sigma$ temperatura bilan chiziqli bog'liq. (57.6) formulaga ko'ra $1/\sigma = C < \vartheta >$ va temperaturadan olingan kvadrat ildizga proporsional bo'lishi kerak. Demak Drude nazariyasi metallar solishtirma qarshiligining temperatura bilan oshib borishini faqat sifat jihatdan to'g'ri tushuntirar ekan.

Drude nazariyasining ikkinchi qiyinchiligi issiqlik sig'im masalasidir. Metallarning o'tkazuvchanligi erkin elektronlar haqidagi tasavvurlar bilan tushuntirilgan ekan, bu gaz $3kN_A/2 = 3R/2$ molyar issiqlik sig'imga ega bo'lishi kerak va demak, dielektrlarda erkin elektronlar bo'lmagani uchun, metallarning issiqlik sig'imi dielektrlarnikidan shu miqdorga ortiq bo'lishi kerak. Lekin tajribaga ko'ra, metallar va dielektrlarning molyar issiqlik sig'imi sezilarli farq qilmaydi. Fandagi bu qiyinchilik elektron gazning kvant nazariyasining yaratilishiga va fizik bilimlarning yanada rivojlanishiga olib keldi. Elektron gazning issiqlik sig'imi kvant nazariyasi statistik fizika fanida o'rganiladi va issiqlik sig'imi muammosini hal etadi.

Savol va masalalar

57.1. Metallar nima uchun tok o'tkazadi?

57.2. Metallardagi erkin elektronlar nimalar bilan to'qnashadi?

57.3. Nima uchun metallar issiqlikni yaxshi o'tkazadi?

58-§. Kontakt hodisalari

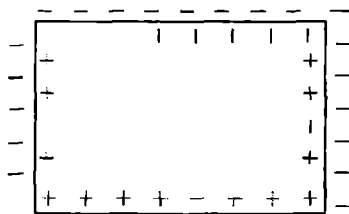
Yuqorida aytilganidek (57.4), metalldagi erkin elektronlarning oʻrtacha tezligi juda katta boʻlib ($\langle v \rangle \approx 10^5 \text{ m/s}$), ular haqiqatan erkin boʻlganida metall sirtidan chiqib ketishi mumkin edi. Lekin ayrim elektronlarning metall sirtidan uchib chiqishi metallning musbat zaryadlanishiga olib keladi. Bu musbat zaryad elektrostatika qonunlariga binoan metall sirtida mujassamlashadi va uchib chiqqan elektronlarni uzoqlashishiga toʻsqinlik qiladi. Metall sirtida dinamik muvozanat vujudga keladi, sirdan chiqqan elektronlar soni qaytib tushayotgan elektronlar soniga teng boʻladi. Uchib chiqib soʻngra qaytib tushayotgan koʻplab elektronlar metall sirti yonida manfiy zaryadlangan elektronlar bulutini hosil qiladi. Bu bulutning qalinligi millimetrning ulushlarini tashkil etib, metall sirtidagi musbat zaryad bilan kondensatordagi kabi qarama-qarshi zaryadli qoʻsh qatlamni hosil qiladi (58.1-rasm), bu qoʻsh qatlamning elektr maydoni elektronlarning metalldan butunlay chiqib ketishiga toʻsqinlik qiladi. Metall tashqi elektron bulut bilan birgalikda elektr neytral qoladi.

Elektronning metalldan butunlay chiqib ketishi uchun unga qoʻshimcha energiya berish zarur. Chiqib ketgan elektron energiyasini nolga teng deb hisoblashimiz mumkin, demak metalldagi elektronlar energiyasi ularning kinetik energiyasi katta boʻlishiga qaramay manfiy ekan:

$$W = -e\varphi, \quad \varphi > 0. \quad (58.1)$$

Bu yerda φ — chiqish potentsiali deb ataladi, uning musbatligi metall musbat zaryadlanib qolishi bilan bogʻliq. Elektron energiyasining manfiyligi uning potensial chuqurda yotishini koʻrsatadi.

Elektronning metaldan chiqish ishi $eV (= 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J})$ — elektron volt birligida oʻlchanadi va turli metallar uchun turlichadir:



58.1-rasm.

| Metallar | Chiqish ishi (eV) | Metallar | Chiqish ishi (eV) |
|----------|-----------------------|----------|-----------------------|
| Volfram | 4.5 | Nikel | 5.0 |
| Temir | 4.74 | Platina | 5.29 |
| Oltin | 4.68 | Kumush | 4.74 |
| Mis | 4.47 | Rux | 4.0 |
| Natriy | 2.3 | Seziy | 1.97 |

Elektronlarning metallardan chiqishi qizdirish hisobiga ro'y bersa — termoelektron emissiya, yoritish hisobiga vujudga kelsa — fotoeffekt, turli zarralar oqimi ta'sirida vujudga kelsa — ikkilamchi emissiya deb ataladi.

Ikki turli metallar kontaktga keltirilsa, ular orasida elektronlar almashish bo'lib, *kontakt potentsiallar farqi* vujudga keladi. Buning ikki mexanizmi mavjud.

Ularning birinchisi — *ichki kontakt potentsiallar farqi* metallardagi erkin elektronlar konsentratsiyasining farqi hisobiga vujudga keladi va konsentratsiya kattaroq bo'lgan metallardan ikkinchi metallga elektronlarning o'tishidan, ya'ni diffuziya hodisasidan iborat. Juda tez bunga to'sqinlik qiluvchi potentsiallar farqi vujudga kelib, bir taraflama diffuziya to'xtaydi. Vujudga keladigan potentsiallar farqi molekulyar fizika metodlari bilan hisoblanadi (k — Bolsman doimiyisi):

$$\Delta\varphi_1 = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right). \quad (58.2)$$

Metallardagi erkin elektronlar konsentratsiyalari kuchli farq qilmagani uchun bu yerdagi logarifm qiymati birga yaqin bo'ladi. Temperaturani $300K$ deb hisoblasak: $\Delta\varphi \approx 10^{-2}V$

Ikkinchi, tashqi *kontakt potentsiallar farqi* quyidagicha tushuntiriladi. Metallar kontaktga keltirilgan sirtida manfiy elektronlar buluti bo'lmaydi, bir metallardan chiqqan elektronlar ikkinchisiga o'tib qoladi va ikkinchisidan chiqqan elektronlar birinchisiga o'tib qoladi. Lekin elektronlar turli potensial chuqurlarda joylashgani uchun, chiqish ishi kichikroq bo'lgan metallardan ko'proq elektronlar chiqib, bu metallar musbat, ikkinchi metallar manfiy zaryad-

lanadi. Zaryadlanish kuchaygan sari musbat zaryadlangan birinchi metaldan elektronning chiqishi qiyinlashib, manfiy zaryadlangan ikkinchi metaldan elektronning chiqishi yengillashib boradi. Nihoyat metallarning potentsiallar farqi chiqish ishlarining farqiga yetishi bilan dinamik muvozanat vujudga kelib, potentsiallar farqi o'zgarmay qoladi:

$$\Delta\varphi_2 = e(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (58.3)$$

Amaliy masalalarda $|\Delta\varphi_2| \gg |\Delta\varphi_1|$ bo'lib, tashqi kontakt potentsiallar farqi ko'proq ahamiyatga ega.

Elektr toklari bo'lmaganda birinchi metalning butun hajmida potensial doimiy (φ_1) va ikkinchi metalning butun hajmida potensial doimiy (φ_2) bo'ladi, potentsiallar farqi esa faqat kontaktning yupqa sirtida vujudga keladi.

Pelte effekti (1834-y). Ikki metall orasida $\Delta\varphi$ kontakt potentsiallar farqi vujudga keladi va bunda tok oqmaydi. Tashqi elektr maydonlar hisobiga kontaktdagi potentsiallar farqini o'zgartirib, undan tok oqizish mumkin. Doimiy tokning yo'nalishiga qarab, elektronlar kontakt sohasida kontakt potentsiallar farqi hisobiga yoki tezlashadi, yoki sekinlashadi (elektr energiyani yutadi yoki elektr maydonga energiya beradi). Tezlashgan elektronlar kontaktni sovitadi, sekinlashgan elektronlar kontaktni isitadi. Bu hodisadan kichik elektron priborlarni sovitish yoki isitish uchun foydalanish mumkin. kichik bo'lgani uchun Pelte effektiga asoslangan isitkich yoki sovitkichning quvvati katta bo'lmaydi, lekin uning tuzilishining soddaligi (ikki simning kontakti) uning qo'llanishiga sabab bo'ladi.

Zeebak effekti (1821-y). Turli metaldan yasalgan ikki simning uchlari birlashtirilib, yopiq halqa hosil qilgan bo'lsin, bunday yopiq zanjir termopara deb nomlanadi. Termopara simlari orasida kontakt potentsiallar farqi vujudga keladi, lekin tok oqmaydi. Agar kontaktlar turli temperaturada tursa, turli kontaktlarda vujudga kelayotgan potentsiallar farqi son jihatdan farqlanib, zanjirda elektr yurituvchi kuch vujudga keladi va tok oqa boshlaydi. Kontakt potentsiallar farqining temperaturaga bog'liqligini (58.2) formuladan ko'rish mumkin. Termoparada vujudga keladigan EYUK (termo EYUK) temperaturalar farqiga mutonosibdir:

$$E = \alpha (T_2 - T_1). \quad (58.4)$$

Zeebak doimiysi α metallarning turiga bog‘liqdir. α ma’lum bo‘lsa, Zeebak effektidan termoparaning ikki kontaktidagi temperaturalar farqini katta aniqlikda o‘lchash uchun foydalanish mumkin. Buning uchun termoparadagi tokni o‘lchash asbobini shkalasiga temperaturalar farqini belgilab chiqish, yaani graduirovka qili zarur.

Termoparadagi tokning yo‘nalishi termopara uchlaridagi temperaturalar farqini kamaytirishga harakat qiladi: issiq kontaktda issiqlik yutiladi, sovuq kontaktda issiqlik ajralib chiqadi (Pelte effekti), issiqlik elektr toki bilan issiq kontaktdan sovuq kontaktda tashiladi.

Savol va masalalar

- 58.1. Elektronlarning metaldan chiqish ishi deb nimaga aytiladi?
- 58.2. Ichki va tashqi kontakt potentsiallar farqi deb nimaga aytiladi?
- 58.3. Termo EYUK nimalarga bog‘liq?
- 58.4. Termoparaning graduirovkasi deb nimaga aytiladi?

59-§. Termoelektron emissiya va elektron lampalar

Metaldagi erkin elektronlar yorug‘lik fotonlarini yutib, metall sirtidan chiqib ketishi mumkin, bu hodisa fotoeffekt deb ataladi. Foton energiyasi $\hbar\omega$ bu jarayonda elektronni metallardan chiqish ishi $e\varphi$ ga va elektronning natijaviy E_k kinetik energiyasiga sarflanadi:

$$\hbar\omega = e\varphi + E_k. \quad (59.1)$$

Foton energiyasi kamaygani sari E_k ham kamayib boradi va nihoyat fotoeffektning qizil chegarasida fotonning energiyasi faqat chiqish ishiga etadi: $\hbar\omega_q = e\varphi$ Chastota ω bundan kichik bo‘lsa, fotoeffekt kuzatilmaydi.

Fotoeffektning bunday tushuntirilishi A.Eynshteynga (1905-yil) tegishli bo‘lib, bunda olim hodisani birinchi marta yorug‘lik kvantlari haqidagi tasavvurlar asosida tushuntirgan, aynan shu ishi uchun Nobel mukofotining sovrindori bo‘lgan. Shunday qilib fotoeffektning xossalari bir tarafdin fotonlarning mavjudligini

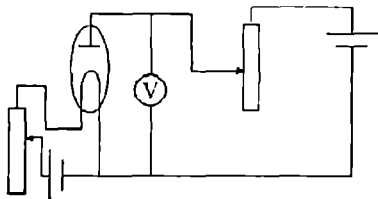
isbotlasi, ikkinchi tomondan elektronlarning metaldan chiqish ishini o'lash imkonini beradi.

Klassik tasavvurlar bo'yicha metaldagi erkin elektronlar gaz molekullari kabi issiqlik harakatida bo'lgan, Maksvell taqsimotiga bo'ysunadigan zarrachalar sistemasidir. Maksvell taqsimoti bo'yicha elektronlarni orasida oz miqdorda metallan chiqish energiyasiga ega bo'lgan elektronlar ham uchraydi va ular metallan chiqib ketadi. Bu jarayon *termoelektron emissiya* deb ataladi. Termoelektron emissiyaning intensivligi bir tarafdin chiqish ishiga bog'liq bo'lsa, ikkinchi tarafdin temperaturaga bog'liq: intensivlik ortishi uchun temperatura yuqoriroq, chiqish ishi kichikroq bo'lishi kerak. Lekin odatdagi temperaturalarda (300) emissiya intensivligi shunchalik kichik bo'ladiki, hodisani sezish mumkin bo'lmaydi. hodisani sezish uchun mahsus sharoit kerak:

- Elektronning chiqish ishi kichikroq bo'lgan metall;
- Yuqori temperatura;
- Metallan chiqqan elektronlarning undan uzoqlashishi uchun sharoit.

Metallar orasida seziiy elektronlarning chiqish ishi kichikligi bilan ajralib turadi va elektronkada qo'llaniladi. Ko'p hollarda po'lat, nixrom kabi o'tkazgichlarning sirti nodir metall bo'lgan seziiy bilan qoplanadi. Metallni qizdirish uchun undan elektr toki o'tkazilib, Joul issiqligi bilan qizdiriladi. Emissiya elektronlarining erkin harakatlanishi uchun metall vakuumli shisha kolbaga joylashtiriladi, vakuum kolbadagi havoni maxsus nasoslar bilan so'rib hosil qilinadi. Bunday asbob 1905-yilda J.Fleming tomonidan «o'zgaruvchan tokni doimiy tokka aylantiruvchi asbob» nomi bilan yaratilgan va elektronika asrining poyqadami bo'lgan, hozirgi paytda *elektron lampa*, yoki *elektrovakuumli diod* deb ataladi (59.1-rasm).

Termoelektron emissiya buyuk ihtirochi T.Edisson tomonidan kashf etilgan. Lekin Edisson bu hodisa ahamiyatini yetarli anglamagan, jami 1093 patentga ega



59.1-rasm.

bo'lgani holda, emissiya hodisasiga patent olmagan. Lekin termoelektron emissiya hodisasi ba'zan uning ismi bilan «Edisson effekti» deb ataladi. Termoelektron emissiya hodisasini nazariy jihatdan O. Richardson (1902) o'rganib chiqdi. Zarralarni tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimotiga asosan, Richardson energiyasi chiqish ishidan katta bo'lgan elektronlar sonini statistik hisoblab, quyidagi natijaga kelgan:

$$j = AT^2 \exp(-e\varphi / kT). \quad (59.2)$$

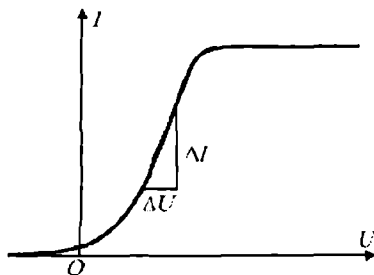
Bu yerda j — emissiya elektronlarining tok zichligi, $e\varphi$ — elektronlarning chiqish ishi, A — doimiy koeffitsiyent.

S. Dushman (59.2) formula kvant fizikasi nuqtai nazaridan ham to'g'riligini tasdiqlab, $A = 120A / \text{sm}^2 K^2$ koeffitsiyentni nazariy hisoblagan, shuning uchun formula Richardson Dushman formulasi deb ataladi. Chiqish ishi $e\varphi = 1.97eV$ (tseziyning parametri), temperatura $T = 300K$ desak, Richardson Dushman formulasi ko'ra $j \approx 10^{-26} A / \text{sm}^2$ (bu natijaga ko'ra 1 sm^2 sirdan $10^7 s$ davrda bitta elektron chiqishi kerak). Emissiya materialining temperaturasi 1300K ga yetkazsak, emissiya tok zichligi $j = 4.7A / \text{sm}^2$ ga yetadi, temperaturaning 4—5 marta oshishi natijasida emissiya 26 tartibga oshdi. Demak, emissiya toklaridan texnikada foydalanish mumkin bo'lishi uchun emissiya manbai albatta qizdirilishi kerak ekan. Shunga o'hshab, emissiya intensivligi chiqish ishining qiymatiga ham kuchli bog'liqdir.

(Richardson — Dushman formulasi yana yarimo'tkazgichlardagi temperatura bilan bog'liq o'tkazuvchanlik elektronlar sonini hisoblashda ham qo'llaniladi. Buning sababi shundaki, o'tkazuvchanlik elektronlarning soni ham, termoelektronlar soni ham asosiy zonadagi elektronlarning bir qismi — eng katta energiyalik elektronlarning bir holda chiqish ishini bajarib, boshqa holda taqiqlangan zonani sakrab o'tish bilan yuqori energiyalik holatga o'tishi bilan bog'liq. Bir-biriga o'hshash statistik masalalar bir yechimga keltiriladi.)

Elektrovakuimli diod bir tarafdin elektron emissiyani o'rganish vositasi bo'lsa, ikkinchi tarafdin elektron emissiyani qo'llanishidir. Dastlab emissiyaning lampadagi kuchlanish U ga

bog'lanishini tahlil etaylik. Elektron lampa elektr sxemada 59.1-rasmdagi kabi belgilangan bo'lsada, konstruktiv jihatdan boshqacha yasaladi. Masalan, emitter tarang tortilgan va tok o'tkazib qizdirilayotgan simdan iborat bo'ladi. Emitterni qizdiruvchi tokni oshirib, anod tokini oshirish mumkin. Emission elektronlarning yetib borishi yengilroq



59.2-rasm.

bo'lishi uchun kollektor emitterni o'rab turuvchi silindr shaklida yasaladi. Silindrning radiusi kichikroq bo'lsa, ortiqroq emission tokka erishish mumkin. Anod tokining tashqi kuchlanishga bog'lanishi (59.2-rasm) diodning volt amper xarakteristikasi deyiladi.

Tashqi qarshilik cheksiz katta bo'lsa (yoki tashqi zanjir uzib qo'yilsa) anod toki nolga aylanib, elektronlar chiqargan emitter musbat, elektronlarni qabul qilgan kollektor manfiy zaryadlanib qoladi, ular orasida doimiy, qiymati emitter haroratiga bog'liq bo'lgan kuchlanish hosil bo'ladi. Bu kuchlanish tokni bekituvchi kuchlanish deb ataladi. Tashqi qarshilikni kamaytirib borsak, tashqi zanjirda Om qonuniga ko'ra tok (anod toki) paydo bo'ladi, emitter va kollektor orasidagi tokka to'sqinlik qiluvchi kuchlanish kamayib, ular orasida emissiya elektronlarining oqimi paydo bo'ladi. Bu tok 59.2-rasmda koordinata boshidan chapda tasvirlangan.

Zanjirda hosil bo'lgan tok biror maqsadda foydalanilishi mumkin. Demak elektron emissiya vositasida *bironta harakatlanuvchi qismlari bo'lmagan* tok manbai yaratilishi mumkin ekan. Unda emitterni qizdirish uchun sarflangan issiqlik energiyasi to'g'ridan to'g'ri elektr energiyasiga, elektr tokiga aylantiriladi. Bunday qurilma termoemission tok manbai deb ataladi, u real ahamiyatga ega bo'lishi uchun yetarli quvvatga, foydali ish koefitsiyentiga, iqtisodiy samaradorlikka ega bo'lishi kerak.

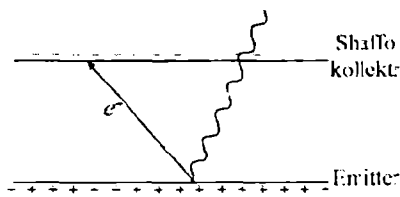
Termoelektron tok manbaining harakatlanuvchi qismlari bo'lmagani uchun emitterni isitish, kollektorni sovitish amalga oshganda tinimsiz yillab ishlashi mumkin. Manbaining bunday

ishonchli bo'lishi ayniqsa kosmik sharoitda muhim ahamiyatga ega va kosmik kemalarning ayrimlarida termoemission tok manbai qo'llanilgan. Emitter uchun issiqlik manbai sifatida radioaktiv modda qo'llanilgan, kollektor kosmik kemaning soya tarafida joylashib, fazoga issiqlik elektromagnit to'lqinlarini chiqarib, sovitilgan (kosmik fazoning temperaturasi reliktni nurlanish bilan belgilanadi va 2.3K ga teng). Kelajakda emitterni ko'zgular yordamida yig'ilgan Quyosh nurlari yordamida isitish rejaları bor, bunda elektr energiya Quyosh nurlari energiyasi hisobiga yaratiladi.

Quyosh doimiyisi $S \approx 1.3 \text{ kW} / \text{m}^2$ Poyting vektorining modulidan iborat bo'lib, birlik yuzaga tushayotgan Quyosh nurlanishining quvvatining bildiradi. Atmosfera bu quvvatning bir qismini akslantirishi va yutishi hisobiga Yer sirtida quyosh doimiyi kamayadi. Kosmosda esa bunday cheklov yo'q. Emitter va kollektor sirtini oshirib ixtiyoriy katta Quyosh quvvatini yig'ish mumkin.

Termoemission tok manbaining kosmosda qo'llanilishini qulay tomoni shundan iboratki, emitter va kollektor orasidagi vakuum u erda tabiiy, vakuumni ushlab turuvchi nozik va og'ir shisha idish kerak emas (demak emitter va kollektor sirtlarini juda katta qilish mumkin), nasoslar yordamida havoni so'rib olish ham zarur emas.

Quyosh energiyasidan elektr olish uchun fotoeffektdan ham foydalanish mumkin. Masalan, $E = 2 \text{ EYUK}$ hosil qilinmoqchi, elektronlarning chiqish potentsiali — 1V bo'lsin. Unda chastotasi $h\nu > 3eV$ shartni qanoatlantiruvchi fotonlar elektronlarni emitlardan kollektorga o'tkazib, tok manbaiga hissa qo'shishi mumkin. Buning uchun emitter va kollektor o'zaro parallel va yaqin joyla-



59.3-rasm.

shishi, termoelektron emissiya kuzatiladigan sharoitga o'xshab, emitter va kollektor orasida vakuum bo'lishi kerak. Kollektor shaffof bo'lib, nurlar kollektor orqali emitteerga tushib, fotoeffekt hosil qilsa, maqsadga muvofiq bo'ladi (59.3-rasm).

Fotoeffektning chegaraviy to‘lqin uzunligini hisoblasak: $\lambda = c/v < ch/3eV = 400nm$. Ya’ni Quyosh nurlanishidagi butun yorug‘lik va ultrabinafsha nurlar, nurlanish energiyasining asosiy qismi tok manbaiga hissa qo‘shishi mumkin va uning FIK juda yuqori, masalan, 50% bo‘lishi mumkin. Internetda chiqish ishi yuqoridagi hisobda qo‘llanilgan $1eV$ dan ham kichkina, $0.4eV$ bo‘lgan nanouglerod materiali haqida ma’lumot topish mumkin. Bunday material infraqizil nurlar energiyasining katta qismini ham elektr energiyasiga aylantirishga xizmat qilishi mumkin. Bunday fotoelektrik qurilmalarda yuqori temperaturaga ham zarurat yo‘q.

O‘quvchiga tushuntirish nuqtai nazaridan, termoelektron tok manbaini birinchi bo‘lib bayon etdik. Lekin tarixan elektrovakuumli diod boshqa muhim vazifalarni bajargan. Tashqi kuchlanish manbai vositasida diodning emitteriga manfiy, kollektoriga musbat kuchlanish berilsa, bu anod tokining oshishiga olib keladi (59.2-rasmda koordinata boshidan o‘ng taraf). Emitter temperaturasi doimiy bo‘lgani holda tok kuchi kuchlanishga quyidagicha bog‘liq ekan:

$$I = CU^{3/2}. \quad (59.3)$$

Bu yerda C elektrodning shakli va o‘lchamlari, emitter materialiga bog‘liq bo‘lgan doimiy. Bunday bog‘lanish Boguslavskiy — Lengmyur qonuni, yoki $3/2$ qonuni deb ataladi. Kuchlanishning katta qiymatlarida tokning to‘yinishi kuzatiladi.

Tokni kuchlanishga bunday bog‘lanishini quyidagicha izohlash mumkin. Tashqi kuchlanish bo‘lmaganida, emissiya qilgan elektronlarning bir qismigina kollektorga borib yetadi. Tashqi (musbat) kuchlanish kollektorga borib etadigan emissiya elektronlarining sonini oshiradi. Tashqi kuchlanishning katta qiymatlarida emissiya elektronlarining barchasi kollektorga borib yetib, anod tokining to‘yinishi kuzatiladi. To‘yinish tokining qiymati emitter temperaturasiga va sirtiga Richardson — Deshman formulasi bilan bog‘liqdir.

Elektrovakuumli diodga musbat kuchlanish berilganda tok o‘tkazadi, manfiy kuchlanish berilganda tok o‘tkazmaydi. Shuning uchun uning dastlabki qo‘llanishi — «o‘zgaruvchan tokni doimiy tokka aylantirish» dan iborat bo‘lgan. Elektrovakuumli diodga, emitter va kollektor orasiga metall to‘r kiritib, anod tokini

boshqaruvchi kuchli vosita hosil qilinadi. Bunday qurilma uch elektrodli lampa deb nomlanadi. To‘r teshik bo‘lgani uchun emitterdan chiqqan elektronlarning oz qismi unga tushadi, asosiy qismi ilgorigidek, kollektorga borib etadi. Lekin to‘r emitterga yaqinroq turgani uchun, unga berilgan musbat kuchlanish anod tokini oshiradi, manfiy kuchlanish anod tokini kamaytiradi, to‘rning kuchlanishini anod tokining qiymatiga ta’siri emitter va kollektor orasidagi kuchlanishga nisbatan ahamiyatliroq bo‘lib qoladi. To‘rga kuchsiz signallarni ulab (masalan antenna vositasida tutilgan elektromagnit to‘lqinlarni), anod tokining kuchli o‘zgarishiga erishish mumkin. Shunday qilib, uch elektrodli lampa kuchsiz signallarni kuchaytiruvchi element bo‘lib xizmat qiladi.

Uch elektrodli lampaning yaratilishi elektronika asrini boshlab berdi. Radio, televideniye, turli aloqa vositalari, radiolokatsiya, nihoyat kompyuterlarning dastlabki turlari bayon etilgan elektron lampalarga asoslangan edi. Yarimo‘tkazgichli diod va tranzistorlar ularning vazifasini bajaruvchi ixcham va energiyani tejoychi keyingi avlod elektron qurilmalari bo‘ldi. Yarimo‘tkazgichli diod va tranzitorlarni integral sxemalarda yaratila boshlashi bilan elektron asboblarning rivojlanishining zamonaviy pog‘onasi boshlandi. Bir integral sxemada ba’zan milliarddan ortiq elektron elementlar yaratiladi. Zamonaviy elektronika yutuqlarini bu yerda bayon etish uchun joy yetmaydi.

Savol va masalalar

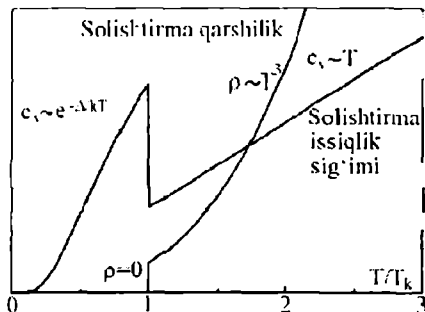
- 59.1. Richardson-Deshman formulasi nimani ifodalaydi?
- 59.2. Fotoeffektdan tok manbai hosil qilish uchun qanday foydalanish mumkin?
- 59.3. Uch elektrodli lampaning elektron lampadan farqi nimada?

60-§. O‘ta o‘tkazuvchanlik

O‘ta o‘tkazuvchanlik (O‘O‘) tabiatning nodir hodisasi bo‘lib, past haroratda oddiy metall elektr qarshiligi nolga aylanishi, o‘tkazuvchanligi cheksiz bo‘lib qolishidan iborat. O‘O‘ holatiga

o'tish temperaturasi T_k — kritik temperatura deb ataladi va O'O' ning muhim xarakteristikasi hisoblanadi. Yuqori temperaturada modda oddiy holatda bo'lsa (metall, yarimo'tkazgich, hatto dielektrik), temperatura kritik temperaturadan pasayganda o'ta o'tkazuvchan holatga o'tishi kuzatiladi. Moddaning elektr xossalari o'zgarishi bilan birga issiqlik sig'imi, magnit va boshqa xossalari ham o'zgaradi. Termodinamika nuqtai nazaridan bu ikkinchi turdagi (issiqlik yutilmasdan ro'y beradigan) fazoviy o'tishdir.

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi birinchi bor golland fizigi Kamerling — Onnes tomonidan 1911-yili kuzatilgan edi. Bu olim gazlarni suyultirishda muvaffaqiyatga erishganligi bilan mashhur. Birinchi bor geliy gazini suyultirgan olim, suyuq geliy yordamida benihoya past haroratlarni hosil qilishga erishdi. Shu bilan birga olimlar orasida birinchi bo'lib bunday past, absolyut nolga yaqin haroratda modda xossalari o'rganish imkoniyatiga ega bo'ldi. Past haroratlarda simob qarshiligini o'rganayotib, Kamerling — Onnes 4.15K temperaturada qarshilikning sakrab kamayishini kuzatgan olim, buni simobning yangi holatga o'tishi bilan tushuntirdi (60.1-rasm). Bu holatning asosiy xarakteristikasi — elektr qarshilikning nolga aylanishidan iborat, bunday o'zgarish ro'y beradigan haroratni T_k - kritik temperatura deyiladi. Bu haroratda moddaning issiqlik sig'imi ham keskin o'zgaradi (rasmdagi ikkinchi grafikka qarang). Keyinchalik izlanishlar bu hodisa boshqa metallarda, metallarning qotishmalarida, ayrim yarimo'tkazgichlarda, polimerlarda, hattoki odatdagi holatda dielektrik bo'lgan keramik moddalarda ham



60.1-rasm.

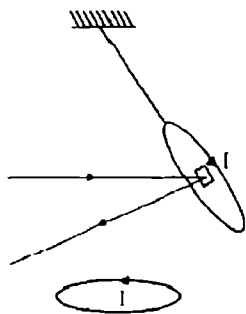
kuzatilgan. Ayrim moddalarning kritik harorati quyidagi jadvalda keltirilgan.

| Modda | T_k (K) | Modda | T_k (K) |
|-----------|-----------|-------------------------|-----------|
| Kadmiy | 0.5 | Niobiy | 9.3 |
| Alyuminiy | 1.2 | Nb_3Ge | 23.2 |
| Qalay | 3.7 | $HgBa_2Ca_2Cu_2O_{8-x}$ | 135 |
| Simob | 4.1 | | |

Jadval oxiridagi birikma laboratoriyalarda topilgan eng yuqori haroratli O'O' hisoblanadi. Unda O'O' kuzatilishi uchun qimmatbaho suyuq geliy emas, suyuq azot ham xizmat qilaveradi.

Keyinchalik tekshirishlar o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga magnit maydoni va elektr tokining ta'sir etishini ko'rsatdi, ularning mavjudligi kritik temperaturaning pasayishiga olib kelar ekan, tok zichligi va O'O' atrofidagi magnit maydon kuchliroq bo'lgani sari, kritik harorat kamayib borar ekan. Demak O'O' holatning mavjud bo'lishi ham qiyinlashib borar ekan.

O'ta o'tkazuvchanlik holatida qarshilik juda kichkina bo'lib qoladimi, yoki nolga aylanadimi? Bunday savolga javob berish uchun amalga oshirilgan tajribada ikkita halqa sovitilib, o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tkazilgan, magnit maydoni yordamida ularda aylanma toklar vujudga keltirilgan. Halqalardan biri qo'zg'almas etib mahkamlangan, ikkinchisi ipga osilgan (60.2-rasm) bo'lsin. Halqalar magnit maydonlari o'zaro ta'sirlashib, ikkinchi

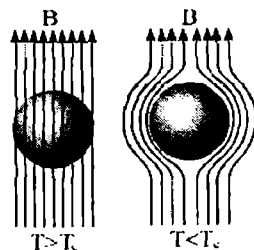


60.2-rasm.

halqani ma'lum burchakka burib turgan, shunday qilib, halqalardagi toklarning magnit ta'sirlashuvini sezish mumkin bo'lgan. Toklarning kamayishi ikkinchi halqaning burilishiga olib kelishi kerak edi. Qo'yilgan savolga uzil-kesil javob berish uchun tajriba bir yil davom ettirildi, shu davrda sistema uzluksiz sovitilib, unda O'O' xossasi saqlab turildi. Tajriba natijalariga ko'ra O'O' holatidagi solishtirma qarshilik $10^{-22} \Omega m$ dan kichikligini ko'rsatdi. Solishtirish uchun O'O' holatida

bo'lmagan mis yoki kumush metallarining suyuq geliy temperaturasidagi solishtirma qarshiligi $10^{-11} \Omega m$ ga yaqindir.

O'O' larning ikkinchi muhim xossasi — ularning magnit xossalari. Tajribalardan ma'lum bo'lishicha O'O' lar ideal paramagnetik bo'lib, ularning hajmidagi magnit maydon nolga, magnitlashuv koeffitsiyenti $\chi = -1$ ga teng ekan. O'O' hajmida hosil



60.3-rasm.

bo'ladigan magnit maydon (magnitlanish) O'O' hajmidagi magnit maydonni nolga aylantirib, tashqi maydonni moddaning hajmidan siqib chiqaradi (60.3-rasm). O'O' larning bu xossasi Meysner effekti (1933-y) deb nomlanadi. Diamagnetik sifatida O'O' lar magnit maydon manbaidan, magnitlardan itarishadi, bu itarish kuchlari 49-§ da keltirilgan O'O' ustida uchib yurgan magnit tajribasida ayniqsa yorqin seziladi.

O'O' larning o'tkazuvchanlik va magnit xossalari orasidagi bog'lanishni elektromagnit nazariya quyidagicha tushuntirishi mumkin. Om qonunini quyidagicha yozaylik: $E = j/\sigma$. O'O' uchun o'tkazuvchanlik $\sigma = \infty$ va $E = 0$, O'O' larda elektr maydon nol bo'lgani holda, ulardan toklar oqishi mumkin. Elektr maydon nol bo'lishi va $\text{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ tenglamadan $\vec{B} = \text{const}$ natijaga kelamiz. Tajriba (tabiat) bu konstanta nolga tengligini ko'rsatadi.

Meysner effektini boshqacha tushuntirsa ham bo'ladi. Aytaylik, O'O' magnit maydon yo'q bo'lgan sohadan magnit maydonga kiritilayotgan bo'lsin. Elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra O'O' sirtida induksion toklar hosil bo'lib, ularning magnit maydoni tashqi maydonning O'O' hajmiga kirishiga to'sqinlik qiladi. Oddiy o'tkazgichlarda bunday induksion toklar o'tkazgich qarshiligi tufayli so'nib, magnit maydon moddaning ichiga kiradi, O'O' larda esa qarshilik yo'q bo'lgani uchun atom-molekulalardagi molekulyar toklar kabi induksion toklar xohlagancha vaqt o'zgarishsiz oqishi mumkin. Faqat moddani past haroratga sovutib, O'O' holatini uzoq vaqt ushlab turish qiyin.

O'O' lardagi toklarni va tashqi magnit maydonning kritik temperaturaga o'xshash ta'sirini tushuntirish mumkin. Tashqi

magnit maydon kuchaygan sari, O'O' sirtidagi aylanma toklar kuchayadi va O'O' kritik haroratiga toklar kabi ta'sir etadi.

O'O' ilmiy tadqiqida aka-uka X. va F. Londonlar, V.L.Ginzburg va L.D.Landauning hissasi katta bo'ldi. Ularning fenomenologik nazariyalari bir qator ma'lum eksperimental ma'lumotlarni tushuntiribgina qolmasdan, o'ta o'tkazuvchanlikning yangi xossalari bashorat qildi. Jumladan makroskopik o'ta o'tkazuvchan halqadagi elektr tok kuchi va uning **magnit oqimi kvantlanishi** lozimligini ko'rsatdi. Bu makroskopik miqdorlarning kvantlanishining birinchi misoli edi. Bu holda magnit maydoni nozik ichki jarayonlarni tashqi, o'lchash imkoniyatini beradigan indikator vazifasini bajarar edi. Magnit maydonni bunday kvantlanishi atomlardagi elektronlarning orbital harakatida ham ro'y beradi va Zeeman effektiga olib keladi. O'ta o'tkazgichlardagi magnit maydon oqimini kvantlanishi bu oqimni hosil qiluvchi aylanma toklarning kvanlanishi bilan, ohir oqibat kvant mexanikasi bilan tushuntiriladi.

Magnit oqimning kvanlanishini tushunishdan avval elektr maydon oqimining kvantlanishini ko'raylik. Gauss teoremasiga ko'ra

$$F = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = q \quad \text{Zaryadlar kvanlanishini bilamiz, zaryadlarning}$$

kvanti elementar zaryad e ga teng. Shunga bog'liq ravishda elektr induksiya oqimi ham kvantlanib, eng kichik oqim kvanti $F_0 = e$ ga teng. Shunday qilib elektr maydon oqimining kvantlanishi haqidagi ma'lumotni makroskopik Gauss teoremasidan topish mumkin ekan.

Magnit maydon uzluksiz bo'lgani uchun yopiq sirt bo'yicha magnit oqim $\Phi = \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$. Ixtiyoriy sirt orqali magnit oqim

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} \quad \text{umuman olganda noldan farqli va kvantlangan emas.}$$

Lekin bu sirtning atrofi O'O' bilan o'ralgan bo'lsa, O'O' da magnit maydon nolga teng, undagi toklar atomdagi toklar kabi kvantlanadi va bu toklarni integrallash sirti orqali magnit maydonining oqimi ham kvantlangan bo'lar ekan. Magnit induksiya oqimining kvanti elektr tokidagi zarraning kvanti e bilan bog'liq ekan: h/e . O'O'lar

bilan o'tkazilgan tajribalar haqiqatan ham magnit oqimning kvantlanishini tasdiqladi, lekin magnit oqim kvanti nazariy natijadan ikki marta kichikroq ekanligi aniqlandi:

$$\Phi_0 = h/2e = 2.0678506 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}. \quad (60.1)$$

Bu esa O'O' dagi elektr tokni hosil qiluvchi zaryadlar ayrim elektronlardan emas, elektron juftlardan iboratligini ko'rsatdi (ular Kuper juftlari deb ataladi). Ixtiyoriy magnit oqim kvanti Φ_0 ga karralidir. Elektr va magnit maydonlarning (ular oqimlarining) kvantlanishi elektromagnit maydonning fundamental xossasidir.

O'O' lardagi toklar elektron juftlar bilan bog'liqligi *Jozefson effektida* ham tasdiqlanadi. Statsionar Jozefson effekti quyidagicha kuzatiladi. Ikki O'O' o'ta yupqa ($5 \div 10 \text{ \AA}$) dielektrik qatlami Jozefson kontakti bilan ajralib turgan bo'lsin. Elektronlar bu qatlamdan kvant tunnel effekti tufayli o'tishi va dielektrik qatlam orqali tok oqishi mumkin. Tok zichligi j_k kritik qiymatga yetmasa, dielektrik qatlamda potentsiallar farqi bo'lmaydi, ya'ni dielektrik qatlam ham O'O' xossalariga ega bo'ladi. Kontakt orqali tok j_k kritik qiymatdan oshsa, kontaktda V potentsiallar farqi hosil bo'lib, shu bilan birga kontaktdan chastotasi $h\nu = 2eV$ tenglikni qanoatlantiruvchi nurlanish kuzatilgan. Bu esa kontakt orqali ayrim elektronlar emas, elektron juftlari o'tishini tasdiqlaydi.

Yuqorida ko'rilgan magnit oqim kvantlari nihoyatda kichik bo'lgani uchun, ularni sezish oson emas. Jozefson effektini magnit maydonda o'rganish shunday mikroskopik fizik miqdordorlarni sezish va o'lchash imkonini berdi. Hodisani kashf etgan B.Jozefson esa 1973- yili Nobel mukofotiga sazovor bo'ldi.

Modda xossalarini tushuntirish ko'p holda moddaning kvant xossalariga asoslanadi. Jumladan moddaning O'O' holati ham faqat kvant mexanikasi, kvant statistik fizikasida mukammal tushuntiriladi. Jumladan ayrim elektronlar o'ta oquvchan bo'lishi mumkin emas, o'ta oquvchanlik xossasi spini va magnit momenti nolga teng bo'lgan zarralar sistemasi bilan ro'y berishi mumkin. Magnit oqimni kvantlanishi va Jozefson effektida O'O' lardagi tok elektron juftlari bilan bog'liqligi tasdiqlandi, ularning spini esa nolga teng.

Qanday qilib bir xil zaryadli, bir-biri bilan itarishadigan elektronlar juftlar hosil qilishi mumkin?

Elektronlar bir xil zaryadlangani bilan, metallardagi musbat ionlar elektr maydonida joylashadi va bu maydon elektronlar orasidagi itarishuv kuchlarini kompensatsiya etadi. Lekin bu elektronlarning tortishib juftlar hosil qilishini tushuntirmaydi.

O'O' tushuntirilishi uchun elektronlar orasida qandaydir tortishuv kuchlari hisobiga elektronlar juftlarining vujudga kelishini asoslash kerak edi. Elektronlar juftlarga birlashsa, juftlar (elektronlardan farqli ravishda) Boze zarracha bo'lib, yetarlicha past temperaturada boze kondensatsiyaga uchrashi kerak va bu bilan o'ta o'tkazuvchanlikni tushuntirish mumkin bo'lardi.

O'O' tushuntirilishida izotopik effektning ochilishi muhim bo'ldi. Unga ko'ra, bir moddaning turli izotoplaridan iborat bo'lgan metallarning barcha kimyoviy xossalari bir xil bo'lgan holda, kritik haroratlari izotop massasiga bog'liq ekan, izotop massasi oshganda kritik harorat kamayar ekan! Bu xossa *izotopik effekt* deb ataladi va u o'ta o'tkazuvchanlik hodisasida kristall panjaraning ishtiroki borligini tasdiqlar edi.

O'O' dagi elektronlarning juft-juft bo'lib birlashishini Kuper tushuntirib beradi. Ikki o'yinchi o'zaro to'p otishsa, ular orasida itarishuv kuchlari paydo bo'ladi. Kuper fikriga ko'ra juda past temperaturada impulslari teng va o'zaro teskari yo'nalgan ikki elektron fononlar almashinishi tufayli tortishadi va bir juft bo'lib birlashadi (**Kuper jufti**). Fononlar — kristall panjara ionlarining elementar tebranishlaridir. (Klassik nuqtai nazardan elektronlarning biri o'z harakati davomida kristall ionlarining to'liqini hosil qiladi, ikkinchi elektron uchun, spini va tezligi teskari elektron uchun, birinchi elektron hosil qilgan to'liqinda sinxron harakatlanish qulaydir). Izotopik effekt elektron juftlarning va o'ta o'tkazuvchanlikning hosil bo'lishida kristall ionlarining ishtiroki borligini tasdiqlaydi.

Kuper juftlari asosida O'O' hodisasining mikroskopik nazariyasini J. Bardin (tranzistor kashfiyotchilaridan biri), L. Kuper va J. Shrifferr yaratishdi (1957), BKSh nazariyasi deb mashhur bo'lgan bu ishlari uchun 1972-yili ular fizika bo'yicha Nobel mukofotini olishdi.

O'O' elektr toki ayrim elektronlarning emas, Kuper juftlarining qarshiliksiz oqimi bilan tushuntiriladi. Kuper juftlari Boze zarralari bo'lib, O'O' da ular Boze kondensatsiya hodisasiga

uchraydi: hammasi bir xil eng kichik energiyalik kvant holatga yig'iladi. Elektr tokda ishtirok etayotgan Kuper juftlari o'zaro harakatsiz bo'ladi. Elektr tokka qarshilik — Kuper juftlaridan iborat harakatdagi minimal energiyalik zarralar sistemasiga o'zgarish kiritishdan iborat. Qarshilik bo'lishi uchun Kuper juftlarining oqimida g'alayonlanish bo'lishi kerak, g'alayonlanish Kuper juftining energiya yutib, ikkita oddiy elektronga parchalanishidan iborat. O'O' holatida bo'lgan Kuper juftlarining energiyasi minimal bo'lsa, vujudga keladigan ikkita oddiy elektronning energiyasi ancha katta bo'lishi kerak, ya'ni Kuper juftini parchalash uchun energiya kerak. Shuning uchun juftlar temperatura kritik qiymatdan kichik bo'lganda parchalanmay, *qarshiliksiz* oqadi. Temperaturaning oshishi, juftlarning ilgariylanma harakati bilan (elektr toki bilan) bog'liq kinetik energiyasi, magnit maydon (O'O' sirtidagi uyur-maviy toklar orqali) juftlarning parchalanishiga olib kelishi, natijada bu uch omil O'O' yo'qolishiga sababchi bo'lishi mumkin.

O'O' ikki turi ma'lum. Birinchi turdagi O'O' larda bu holatni kuchli tok, magnit maydon yoki temperatura ta'sirida yo'qolishi butun hajm bo'yicha birdaniga ro'y beradi. Ikkinchi turdagi O'O' larda ma'lum sharoitlarda moddaning hajmida O'O' va normal sohalar bo'lishi mumkin ekan, ularning nisbiy hajmlarining o'zgarib borishi O'O' holatini turli sabablarga ko'ra asta sekin yo'qolishini tushuntirib beradi.

O'ta o'tkazuvchanlik xossalarini o'rganish fizikaning boshqa bo'limlarida, jumladan kvant statistik fizikasida davom ettiriladi.

Savol va masalalar

60.1. Qanday omillar o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini yo'qolishiga keltirishi mumkin?

60.2. Yuqori haroratli O'O'lar deb qanday moddalarga aytiladi?

60.3. Nima uchun O'O' lik makroskopik hodisa deb hisoblanadi?

60.4. Nima uchun O'O' paramagnetik deb hisoblanadi?

60.5. Magnit oqimning kvantlanishi nimadan iborat?

60.6. Jozefson effektini izohlang.

60.7. Kuper jufti qanday hosil bo'ladi va qanday sabablarga ko'ra parchalanishi mumkin?

ILOVA

Elektromagnit miqdorlarning birliklari

| Nomi | Belgisi | Aniqlovchi tenglama | Birligi | O'lchami |
|------------------------------|--------------|---|---------------|---------------|
| Zaryad | q | $q = It$ | C (Kulon) | A s |
| Potensial | φ | $\varphi = W/q$ | V (Volt) | J/C |
| Elektr maydon kuchlanganligi | E | $\varphi = E l$ | V/m | N/C |
| Qarshilik | R | $\varphi = IR$ | Ω (Om) | V/A |
| Elektr sig'ım | C | $q = C\varphi$ | F (Farada) | $C/V = C^2/J$ |
| Elektr doimiy | ϵ_0 | $F = q_1 q_2 / \epsilon_0 \epsilon r^2$ | F/m | C^2/Nm^2 |
| Induktivlik | L | $W = LI^2/2$ | H (Genri) | J/A^2 |
| Magnit oqim | Φ | $\Phi = LI$ | Wb (Veber) | J/A |
| Magnit induksiya | B | $\Phi = BS$ | T (Tesla) | J/Am^2 |
| Magnit doimiy | μ_0 | $F/l = \mu\mu_0 I_1 I_2 / r$ | H/m | N/A^2 |
| Magnit maydon kuchlanganligi | H | $H = I/2 \pi r$ | A/m | |
| Magnit moment | Pm | $Pm = IS$ | m^2A | |

Elektromagnitizmga doir doimiylar

| | | |
|--|---------------------------------------|---|
| $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ | $c^2 = 1/\epsilon_0 \mu_0$ | $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} / \text{mol}$ |
| $k = 1/4\pi \epsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ m/F}$ | $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ | $F = 96500 \text{ C / mol}$ |
| $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ | $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ | $P_{me} = 9,2847 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$ |

Elektr va magnitizm bo'yicha atamalar

Akkummulyator — kimyoviy tok manbai, ko'p marta qayta zaryadlab, ishlatilishi mumkin

Amper qonuni — parallel chiziqli toklarning magnit ta'sirlashuvini ifodalaydi

Aralashmali o'tkazuvchanlik — yarimo'tkazgichlarning aralashmalar bilan oshirilgan o'tkazuvchanligi

Berk kontur — yopiq o'tkazgich

Bio-Savar-Laplas qonuni — tok elementining magnit maydonini ifodalaydi

Galvanik element — kimyoviy tok manbai, odatda bir marta razryadlanguncha ishlatiladi

Galvanometr — kichik toklarni o'lchovchi asbob. Ampermetr, voltmetr, ommetrlarning asosiy o'lchovchi qismi

Gauss teoremasi — elektr maydon oqimini zaryadlar bilan bog'lovchi qonun

Diamagnet — magnit momentsiz zarralardan iborat modda, tashqi magnit maydonni bir oz kuchsizlantiradi

Domen — ferromagnetik, ferrimagnetiklarda kristallning tabiiy magnitlangan sohasi, kegneto-elektrlarda — qutblangan sohasi

Dielektrik — elektr tokini o'tkazmaydigan, faqat bog'langan zaryadlardan tuzilgan modda

Joul-Lens qonuni — elektr toki tufayli o'tkazgichda ajralib chiqadigan issiqlik miqdorini aniqlaydi

Zaryad — elektromagnit maydonning moddiy manbai

Zaryad zichligi — birlik hajmdagi zaryad miqdori

Zaryadning saqlanish qonuni — saqlanish qonunlaridan biri

Induktivlik — magnit induksiya oqimi bilan uni vujudga keltiruvchi tok kuchi orasidagi parametr

Ionlanish — atom va molekullarning zaryadlangan holatga o'tishi

Kirxgoff qoidalari — murakkab zanjirda toklarni hisoblashga yordam beruvchi ikki qoida

Kompleks qarshilik — zanjirning o'zgaruvchan tokka nisbatan kompleks qarshiligi

Kondensator — ikki qarama-qarshi zaryadni saqlash qurilmasi

Kontakt potentsiallar farqi — ikki o'tkazgich ulanganda ular orasida vujudga keladigan kuchlanish

Kulon qonuni — nuqtaviy zaryadlar maydonini va ta'sirlashuvini aniqlovchi qonun

Lorens kuchi — harakatdagi zaryadli zarraga magnit maydon ta'sirini ifodalaydi

Magnitlanganlik — modda magnit momentining zichligi

Magnit maydon — elektromagnit maydonning ikkinchi tashkil etuvchisi, u faqat harakatdagi zaryadlarga ta'sir etadi

Magnit maydon induksiyasi — magnit maydonning asosiy xarakteristikasi

Magnit maydon kuchlanganligi — maydonning nazariy hisoblarda qo'llaniladigan xarakteristikasi, bog'langan zaryadlar unga hissa qo'shmaydi

Maydon — materiyaning uzluksiz turi

Maydon sirkulyatsiyasi — yopiq kontur bo‘ylab maydon aylanishining xarakteristikasi

Maksvell tenglamalari — elektromagnit maydonlarning xossalari ni mujassamlashtiruvchi xususiy hosilali tenglamalar sistemasi

Materiya — borliqning mazmuni

Modda — materiyaning zarralardan iborat turi

Paramagnit — magnit momentli zarralardan tuzilgan modda, tashqi magnit maydon ta’sirida magnitlanib, uni kuchaytiradi

Parma qoidasi — magnit maydon yoki uning ta’sir kuchining yo’nali shini aniqlashtiruvchi usul. Vektor ko‘paytirish qoidasidan kelib chiqadi

Plazma — zarralarining bir qismi ionlashgan neytral gazsimon modda

Potensial maydon — uyurmaviylik bo‘lmagan maydon

Rezonans — majburiy tebranishlarda tashqi ta’sir va xususiy tebranishlar chastotasi tenglashib, tebranishlar amplitudasining oshib (kamayib) ketish hodisasi

Rekombinatsiya — ionlarning neytral zarraga birlashuvi

Solenoid — g‘altakka o‘tkazgich o‘rab yasalgan induktivlik elementi

Siljish toki — elektr induksiya oqimining o‘zgarishi, elektr toklar kabi magnit maydon hosil qiladi

Superpozitsiya prinsipi — to‘liq maydon xususiy maydonlarning yig‘indisi ekanligi haqidagi qoida

Tebranma kontur — elektromagnit tebranishlarni hosil qilish uchun xizmat qiluvchi eng sodda qurilma, kondensator va induktivlikdan tuziladi

Termoelektr hodisalar — harorat ta’sirida bo‘ladigan elektr hodisalar

Tok zichligi — zaryadlar oqimiga tik birlik yuza orqali tok kuchi

Tok kuchi — elektr tokning asosiy xarakteristikasi, birlik vaqt ichida sirt orqali o‘tuvchi zaryad miqdori

Tomson formulasi — tebranma konturdagi elektromagnit tebranish davrini ifodalaydi

Toroid — tor shaklidagi magnetikka o‘tkazgich o‘rab yasalgan induktivlik

Transformator — o‘zgaruvchan tok kuchlanishini o‘zgartirish uchun xizmat qiladigan qurilma

To‘liq tok qonuni — magnit maydon sirkulyatsiyasini toklar bilan bog‘laydi

To‘lqin tenglamasi — fazoda tarqaluvchi to‘lqinlarning differensial tenglamasi

O‘m qonuni — unga ko‘ra o‘tkazgich orqali o‘tayotgan tok kuchi uning uchlariga qo‘yilgan potensiallar farqiga mutanosibdir

O'zgarma tok — yo'nalishi bir tomonga, qiymati kam o'zgaruvchi elektr toki

O'zgaruvchan tok — yo'nalishi va qiymati davriy o'zgarib turuvchi elektr toki

O'ta o'tkazuvchanlik — o'tkazgichning qarshiligi nolga aylanib qoladigan, juda past harorat va boshqa maxsus sharoitlarda kuzatiladigan hodisa

O'tkazgich — harakatchan zaryadlari bo'lib, elektr tokini o'tkazadigan modda

Faradey qonunlari — elektroliz hodisasiga tegishli qonunlar

Ferromagnit — tashqi maydonni kuchaytiruvchi kuchli qattiq magnetik. Tashqi maydon yo'q bo'lganda ham magnitlangan bo'lishi mumkin. Domenli tuzilishga ega

Harakatlanuvchanlik — zaryadli zarraning birlik elektr maydondagi o'rta tezligi

Xoll effekti — magnit maydondagi tokli o'tkazgichda ko'ndalang elektr maydonning vujudga kelishi

Xususiy o'tkazuvchanlik — sof, toza yarimo'tkazgichlardagi tabiiy o'tkazuvchanlik, harorat ortgani sari keskin ortib boradi

Ekvipotensial sirt — potenciallari teng nuqtalar to'plami

Elektr dipol — ikki zaryaddan iborat neytral sistema

Elektr maydon — elektromagnit maydonning tashkil etuvchisi

Elektr maydon induksiyasi — maydonning nazariy hisoblarda qo'llaniladigan xarakteristikasi, bog'langan zaryadlar unga hissa qo'shmaydi

Elektr maydon kuchlanganligi — elektr maydonning eng muhim xarakteristikasi, zaryadlarga ta'sirni aniqlaydi: $\vec{F} = q\vec{E}$

Elektr maydon potentsiali — elektr maydonning energetik xarakteristikasi

Elektr yurituvchi kuch — tok manbai zaryad birligiga beruvchi energiya miqdori

Elektroliz — eritmalardan elektr toki o'tishi tufayli ro'y beradigan jarayon

Elektromagnit induksiya — o'zgaruvchan magnit maydon tarafidan uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltirish hodisasi

Elektromagnit maydon — zaryadlar vujudga keladigan maydon, elektr va magnit tashkil etuvchilari bor

Elektromagnit tebranishlar — tebranuvchi miqdorlar elektr va magnit miqdorlardan iborat bo'lgan tebranishlar

Elektromagnit to'lqinlar — fazoda yorug'lik tezligi bilan tarqaluvchi elektromagnit tebranishlar

Elektromagnit to'qlinlar tezligi — yorug'lik tezligi

Elektron emissiya — moddadan harorat ta'sirida elektronlar uchib chiqish hodisasi

Elektrostatik maydon — doimiy elektr maydon

Elementar zaryad — eng kichik zaryad, boshqa zaryadlar unga karrali bo'ladi.

Qutblanganlik — moddaning dipol momentining zichligi

Elektr o'lchov asboblari

Elektr va magnit o'lchov asboblari tok kuchi, kuchlanish, qarshilik, induktivlik, sig'im, chastota, magnit induksiya, magnit oqim kabi fizik miqdorlarni o'lchashga mo'ljallanadi. O'lchov asboblari ham ilmiy ahamiyatga ega, ham xalq xo'jaligida qo'llanilgani uchun qat'iy davlat standartlariga bo'ysunadi. Jumladan, ular sobiq SSSR da 1963-yildan boshlab qonun asosida qo'llanilayotgan Xalqaro birliklar sistemasiga asoslanadi.

Elektr o'lchov asboblari o'lchanadigan fizik miqdorni kuzatuvchi bevosita qabul qila oladigan ko'rinishga keltiradi. O'lchov natijasi o'lchanayotgan miqdorga mos uzluksiz o'zgarib turuvchi bo'lsa — o'lchov asbob analogli deb ataladi, o'lchov natijasini sonli ravishda ko'rsatadigan asboblar raqamli deb ataladi. Raqamli asboblar o'lchov natijalarini zamonaviy kompyuterlarga ulash imkoniyatlari mavjud bo'lib, ular avtomatlashgan tajribalarda qo'llanishi mumkin. O'lchov asboblari fizik miqdorlarni o'lchab, ko'rsatishidan tashqari, ularning diagrammasini chizib chiqarishi mumkin. O'lchov asboblarining ayrimlari fizik miqdorlarni integrallashi (yig'ishi) mumkin, bunga elektr energiyani o'lchovchi asbobni, hamda zanjirdan o'tgan zaryadni o'lchovchi ballistik galvanometrni misol qilib keltirish mumkin.

O'lchov asboblari fizik miqdorni to'g'ridan to'g'ri o'lchashi, yoki ma'lum miqdor bilan solishtirishi mumkin. Jumladan ko'prik usulida qarshilikni o'lchash — qarshiliklarni solishtirishga asoslanadi.

O'lchov asboblar quyidagi parametrlari bo'yicha farqlanadi:

1. O'lchanuvchi miqdor bo'yicha;
2. O'lchash prinsipi bo'yicha;
3. Tokning turi (doimiy, o'zgaruvchi) bo'yicha;
4. Aniqlik darajasi bo'yicha;
5. O'lchov qurilmasi bo'yicha;
6. Qo'llanish sharoitlariga chidamliligi bo'yicha;
7. Mexanik ta'sirlariga chidamliligi bo'yicha;

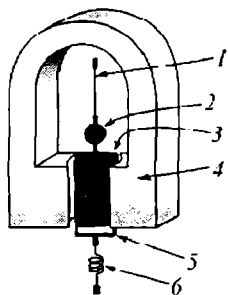
8. Tashqi maydonlardan himoyanlanganligi darajasi bo'yicha.

Fizikanuqtai nazaridan o'lchov asboblari o'lchash prinsiplarini o'rganish maqsadga muvofiqdir. O'lchov turlari bo'yicha asboblarning quyidagi turlari farqlanadi: elektrostatik, magnitoelektrik, elektromagnit, elektrodinamik, ferrodinamik, induksion, vibratsion, termoelektrik, elektronurli va boshqa turlar. Ulardan ayrimlarining o'lchash prinsiplari bilan tanishaylik.

1. Galvanometr — kichik toklarni o'lchash asbobi. Galvanometrغا parallel shunt ulab — ampermetr yasaladi. Bunda tokning asosiy qismi shunt dan o'tadi, kichik qismi galvanometr dan o'tib, umumiy tok haqida ma'lumot olinadi. Shuntning qarshiligi kichik bo'lgani uchun, ampermetr zanjirdagi toklarning qiymatiga deyarli ta'sir etmaydi. Galvanometrغا ketma-ket katta qarshilik ulab — voltmeter yasaladi. Qarshilik katta bo'lgani uchun bu ketma-ketlikdan juda kichik tok o'tadi, ko'p hollarda zanjirdagi boshqa toklarning oldida voltmeter dan o'tayotgan tok nolga teng deb hisoblash mumkin. Galvanometr bunday kichik tokni o'lchab, to'liq kuchlanishni o'lchash imkoniyatini yaratadi. Shunt yoki qarshilik o'lchov asbobi yasalayotgan korxonada asbobning korpusiga o'rnatilib, o'lchov shkalasiga fizik miqdorning to'liq qiymati yozib qo'yiladi. Galvanometrغا qarshiliklar magazini ulab, katta oraliqdagi kuchlanishlarni o'lchovchi universal asbob hosil qilinadi. O'lchov asbobi ekspluatatsiya etilayotgan joyda zaruratga qarab, qo'shimcha tashqi shunt yoki qarshiliklar ulanishi mumkin.

Galvanometrlar ishlash prinsipi gako'raturlichabo'lishi mumkin. 1-rasmda katta sezgirlikka ega bo'lgan **magnitoelektr** sistemasi dagi ko'zguli galvanometr tasvirlangan.

O'lchanadigan kichik tok galvanometrning 5 qo'zg'aluvchan yopiq ramkasidan oqadi. Tokning magnit momenti 4 doimiy magnit maydoni bilan ta'sirlashib, ramkani va 2 ko'zguni buradi. Ular 1 ingichka metall yoki kvars simga osilgani uchun, juda kichik toklar ham sezilarli burilishga olib keladi. Burilish sezgirligini oshirish uchun nurning ko'z gudan ekrangacha masofasini kattalashtirish mumkin (masalan, bir metr). Sistemada lazer nurlaridan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Eng sezgir galvanometrlar 10^{-9} A tok ta'sirida ekrandagi nurni 1 mm surishi mumkin, demak shunday kichik toklarni o'lchash imkoni yaratiladi. Lekin bunday katta sezgirlikka zarurat bo'lmaganda, kattaroq toklar o'tadigan ramka yasali b, o'lchov asbobining



1-rasm.

strelkasi tokli ramkaga mahkamlanib, tok o'tganda buriladi va tokning qiymatini ko'rsatadi. Burilish burchagi tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lib, bunday o'lchov asboblari doimiy toklarni o'lchash uchun xizmat qiladi.

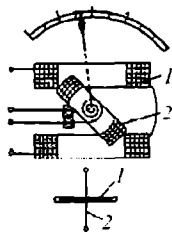
28.4-formulaga muvofiq magnit maydondagi tokli ramkaga ta'sir etuvchi kuch momenti $N = p_m B \sin \alpha = NISB \sin \alpha \approx NISB$ modul jihatdan tok kuchiga mutanosibdir. Sezgirlik oshishi uchun ramkaning magnit momenti tashqi maydonga tik bo'ladi va almashtirish mumkin. Kuch momenti ramkani buradi va prujinada burilish burchagiga mutanosib qaytaruvchi kuch vujudga kelgach burilish to'xtaydi:

$$NISB = m\alpha,$$

bunda m — prujinaning elastiklik parametri. Shunday qilib burilish burchagi o'lchanadigan tokka mutanosib bo'ladi, magnitoelektr galvanometrning o'lchov shkalasi bir tekis bo'ladi. Bu tenglikdan topiladigan

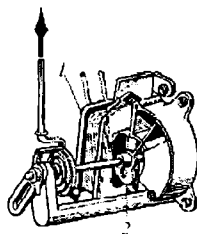
$$\beta / I = NSB / m$$

nisbat galvanometrning sezgirligini ifodalaydi.



2-rasm.

2. Elektrodinamik sistema. Bu sistemada qo'zg'almas va qo'zg'aluvchan tokli g'altak bo'ladi. O'lchanayotgan tok ularning ikkisidan ketma-ket o'tadi, g'altaklarning magnit ta'sirlashuvi tufayli qo'zg'aluvchan g'altak va unga mahkamlangan strelka o'q atrofida burilib, tokni o'lchash imkonini yaratadi. Tok o'tmagan paytda g'altaklarning o'qlari o'zaro tik bo'ladi. Magnitoelektr asboblari kabi, elektrodinamik asboblarning shkalasi ham bir tekis, sezgirligi va aniqligi katta bo'ladi.



3-rasm.

3. Elektromagnit o'lchov asboblari qo'zg'almas elektromagnit g'altakka ega bo'ladi (3-rasm, 1 element). Uning o'qining davomida ferromagnit o'zak 2 joylashadi. O'lchanishi kerak bo'lgan elektr tok g'altakdan o'tganida g'altakning magnit maydoni o'zakni magnitlab, tortadi. O'zakning harakati o'lchov asbobining o'qini va ko'rsatkich strelkasini burib, tok kuchi o'lchanadi. Asbobning strelkasi tok bo'lmagan paytda boshlang'ich holatida turishi uchun spiral prujinaga ega bo'ladi, strelkaning tebranishlarini so'ndirish uchun induksion mexanizm qo'llanadi.

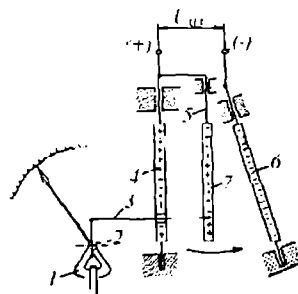
Ferromagnit o'zakning elektromagnitga tortilishi tokning doimiy yoki o'zgaruvchan bo'lishiga bog'liq bo'lmagani uchun, elektromagnit o'lchov

asboblari doimiy va o'zgaruvchan toklarni o'lchash uchun qo'llanishi mumkin. Katta toklarni (masalan, 300 A) o'lchash uchun elektromagnit bir chulg'amli yo'g'on simdan yasalishi mumkin. Asbobdan voltmeter sifatida foydalanilganida elektromagnit ingichka simdan va ko'p chulg'amli qilib yasaladi. Bunda elektromagnitdan o'tayotgan tok kuchi kichik bo'lishiga qaramay, yetarli magnit maydon vujudga keltiriladi.

Elektromagnit o'lchov asboblari o'zakni elektromagnitga tortish kuchi magnit maydondagi magnit dipolga ta'sir etuvchi kuch kabi xarakterga ega, bu kuchning qiymati magnit maydonning notekisligi bilan bog'liq. O'lchov asbobining konstruksiyasida strelkaning burilish burchagi tokning kuchiga mutanosib bo'lishi uchun maxsus choralar ko'rilganda ham, bu mutanosiblik tokning kattaroq qiymatlarida (maksimal tokdan 20% va bundan katta) erishiladi. Tokning bundan kichik qiymatlarida strelkaning siljishi notekis bo'ladi va bunday kichik toklarni o'lchash uchun boshqa o'lchov asbobidan foydalanish tavsiya etiladi.

4. Elektrostatik o'lchov asboblari turli ishorali zaryadlarni kulon tortishuviga asoslanib, bunday kuchlar kondensator qoplamalari tortishgani kabi zaryadlar miqdoriga, yoki potentsiallar farqiga bog'liq bo'ladi.

Elektrostatik o'lchov asboblari bir-necha konstruksiyalari mavjud. Ulardan birining sxemasi 4-rasmda keltirilgan. Bu potentsiallar farqini o'lchash asbobida 4 va 6 alyuminiy plastinalar qo'zg'almas qilib o'rnatiladi, 7 plastina 5 yupqa metall asosga osilgan bo'lib, qo'zg'aluvchan bo'ladi. Qo'zg'aluvchan plastina va unga bog'langan 2 o'qqa o'rnatilgan strelka prujina vositasida muvozanat holatida joylashadi. Potentsiallar farqini o'lchash uchun manba'ning bir qutbi 6 plastinaga, ikkinchi qutbi 4—5 plastinalarga ulanadi. Bir xil zaryadlarni itarishuvi va turli zaryadlarning tortishishi tufayli 7 plastina va strelka burilib, potentsiallar farqini o'lchash imkoniyatini beradi. Potentsiallar farqi oshib, 7 plastinani 6 plastinaga yaqinlashuvi bilan sistemaning elektr sig'imi ortadi va o'lchov qurilmasini sezgiriligi ortadi. 1 magnitoinduksion qurilma asbob strelkasining tebranishlarini so'ndirib turadi.



4-rasm.

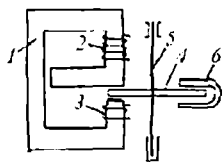
Elektrostatik o'lchov asboblari elektr toksiz potentsiallar farqini o'lchaydi, doimiy potentsialni o'lchash uchun qo'llaniladi.

5. Issiqlik o'lchov asboblari. Ularda tokni o'lchovchi element tarang tortilgan simdan iborat bo'ladi. Simning bir uchi qo'zg'almas

mahkamlanadi, ikkinchi uchi strelkali silindr o'qiga bog'lanadi. Simdan tok o'tkazilganda u qiziydi va uzayadi, bunda strelka buriladi. Jarayon faqat joul issiqligiga bog'liq bo'lgani uchun bunday asboblarda doimiy va o'zgaruvchan tok kuchini yoki kuchlanishni o'lchash uchun qo'llanishi mumkin.

Qo'llaniladigan o'lchov asboblarning ko'pchiligi doimiy toklarni o'lchashga mo'ljallangan. Ulardan o'zgaruvchan toklarni o'lchash uchun foydalanish uchun o'zgaruvchan tok yarimo'tkazgichli diodlar yordamida to'g'rilanib, o'lchanishi mumkin, bunda o'chanayotgan tokning ikkinchi yarmi o'lchov qurilmasidan o'tmayotgani asbobning shkalasida hisobga olinishi mumkin.

6. Termoelektrik asboblarda o'lchanadigan tok kichik qarshilikdan o'tib, uni isitadi. Qarshilik sirtiga termoparaning bir kontakti dielektrik qatlam orqali yopishtiriladi. Termoparaning ikkinchi uchi isiydigan qarshilikdan uzoqlashtirilgan bo'lib, termoparada qarshilikning isishiga, ya'ni o'lchanayotgan tok kuchining kvadratiga mutanosib termoelektrik tok vujudga keladi va magnitoelektrik galvanometr vositasida o'lchanadi. Termoelektrik ampermetrlar yuqori chastotali o'zgaruvchan toklarni o'lchash uchun qo'llaniladi.



5-rasm.

7. Induksion asboblarda (5-rasm) o'zgaruvchan tok energiyasini hisobga olish uchun qo'llaniladi. Qurilmada murakkab shaklga ega bo'lgan 1 magnit o'zak bo'lib, unga ikki g'altak joylashtiriladi. 2 g'altakdan zanjirdagi U kuchlanishga mutanosib tok o'tib, kuchlanishga mutanosib Φ_U magnit oqim hosil qilinadi. 3 g'altakdagi tok o'lchanayotgan I tok kuchiga mutanosib bo'ladi va unda tok kuchiga mutanosib magnit oqim Φ_I hosil qilinadi. Elektromagnit qutblarining orasida 5 o'qqa 4 alyuminiy disk o'rnatiladi. O'zgaruvchan magnit oqimlar alyuminiy diskda Fuko toklarini induksiyalaydi, magnit maydon va bu toklar orasidagi ta'sirlashuv tufayli alyuminiy disk aylanadi. 6 magnit diskka induksion tormozlovchi ta'sir ko'rsatadi, bu kuch diskning aylanish tezligiga mutanosib bo'ladi.

Diskka ta'sir etuvchi kuch momenti $\Phi_U \Phi_I$ ko'paytmaga, demak zanjirdagi $P = UI$ quvvatga mutanosib bo'ladi. Diskning aylanishlar soni esa o'lchov asbobidan o'tgan elektr energiyaga mutanosib bo'ladi. Disk aylanishlarini sanab turadigan mexanizm sarflangan elektr energiyani hisoblaydi.

Hozirgi davrda induksion elektr energiyani hisobga olish asboblari zamonaviy raqamli asboblarda almashtirilmogda.

8. Qarshilikni o'lchash asboblari. Ularni yana ommetr deb ataladi. Eng sodda ommetr qarshilikni Om qonuniga asosan o'lchaydi. Asbob magnitoelektr galvanometr va tok manбайдan iborat. Qarshiligi R_x o'lchanadigan o'tkazgich tashqi tarafdin galvanometrga ketma-ket ulanadi. Galvanometr qarshiligi R_g , manbaning ichki qarshiligi r bo'lsa, zanjirdagi tok $I = E / (R_x + R_g + r)$ bo'ladi. Ommetr shkalasiga noma'lum qarshilik qiymatlari belgilanadi. Bu qarshilikning kichik qiymatlari tokning katta qiymatlariga mos keladi.

Kichik (bir Ω va undan kichik) qarshiliklarni o'lchash uchun ularni galvanometrga parallel ulash mumkin. Tok manbaining ichki qarshiligi bo'lsa, noma'lum qarshilik quyidagi tenglikdan topiladi:

$$E = I \left(r + \frac{R_x R_g}{R_x + R_g} \right).$$

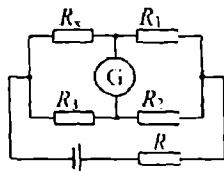
Bu holda ham o'lchov asbobining shkalasiga tokning qiymati o'rninga noma'lum qarshilik qiymatlari qo'yilishi mumkin.

Ommetrlar katta oraliqdagi qarshiliklarni o'lchash maqsadida ichki qarshiliklar bilan ta'minlangan holda ishlab chiqariladi (6-rasm). Ulardagi kamchilik shundan iboratki, ularning ko'rsakichi EYUK va uning ichki qarshiligiga bog'liq. Bu bog'lanishdan qutulish uchun o'lchov oldidan asbobning tashqi uchlari bir-biriga ulanadi ($R_x = 0$) va o'lchov strelkasi nolga o'rnatiladi. Qarshiliklarni solishtirish usuli bilan o'lchanganda bunday muammo bo'lmaydi.



6-rasm.

14-§ da ko'rilganidek, qarshiliklar **Uinston ko'prigi** (7-rasm) yordamida katta aniqlikda o'lchanishi mumkin. Ko'priknining yelkasiga sezgir galvanometr o'rnatiladi. Qarshiliklar $R_x/R_3 = R_1/R_2$ nisbatga bo'ysunganda galvanometr uchlari dagi potentsiallar farqi nolga teng bo'lib, asbob tokning nol qiymatini ko'rsatadi. Amaliy o'lchovlarda R_1 ning qiymati ma'lum bo'ladi, R_2, R_3 qarshiliklar reaxord — katta qarshilikka ega bo'lgan tarang tortilgan simdan iborat bo'ladi, uning oraliq nuqtasiga ulangan kontakt surilib, galvanometr ko'rsatkichini nolga aylantiruvchi holat aniqlanadi. Bu holda qarshiliklar nisbati

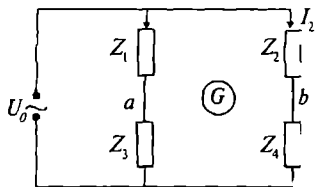


7-rasm.

reaxord yelkalarining nisbatiga teng bo'lib: $R_3/R_2 = l_1/l_2$, noma'lum qarshilik qiymati ma'lum R_1 qarshilik bilan bog'lanadi: $R_x = (l_1/l_2)R_1$.

Reaxord o'lchamlarining kattaligi, o'lchovda odamning ishtiroki ko'prik usulining kamchiliklaridan iborat.

Ko'prik usulini quyidagicha qo'llash mumkin. R_1 va R_2 qarshiliklar teng bo'lsin. R_3 sifatida qarshiliklar magazini qo'llanilsa, galvanometr ko'rsakichi nolga aylanishi uchun $R_x = R_3$ bo'lishi kerak. Amaliy o'lchovlarda galvanometr ko'rsatayotgan tokning ishorasi R_3 qarshilikni oshirish yoki kamaytirish kerakligini ko'rsatib turadi, galvanometr ko'rsakichini nolga keltirib, $R_x = R_3$ o'lchanadi. Zamonaviy raqamli ommetrlarda qarshilikni tanlash amali avtomatik tarzda amalga oshiriladi.



8-rasm.

munosabatlar bilan ifodalanadi: $I_1 Z_1 = I_2 Z_2$, $I_1 Z_3 = I_2 Z_4$. Ularga asosan muvozanatli ko'prik uchun kompleks qarshiliklar orasida quyidagi bog'lanishni topamiz:

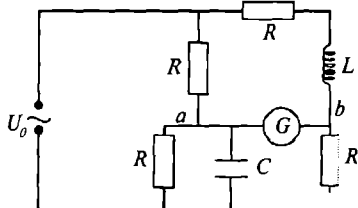
$$\frac{Z_1}{Z_3} = \frac{Z_2}{Z_4}$$

Demak, doimiy va o'zgaruvchan tok zanjirlaridagi ko'priklarda muvozanat sharti umuman olganda o'xshashdir.

Amalda qo'llaniladigan ko'prikda (9-rasm):

$$Z_1 = R + i\omega L, \quad Z_2 = Z_3 = R, \quad \frac{1}{Z_4} = \frac{1}{R} + i\omega C.$$

Bularni muvozanat shartiga qo'yib, induktivlik uchun muvozanat shartini topamiz:



9-rasm.

$L = CR^2$. Bu formulani keltirib chiqarishda ko'prikning yelkasidagi aktiv qarshiliklarning (jumladan, induktivlikning aktiv qarshiligi hisobga olinganda) tengligi ishlatildi. Induktivlikni o'lchash uchun ko'prik kalibrlangan tekis o'zgaruvchan sondencator bilan ta'minlanishi kerak. O'lchov

jarayonida kondensator sig'imi tekis o'zgartirilib, galvanometr orqali tok kuchi nolga aylanishiga erishiladi va $L = CR^2$ hisoblanadi.

Ko'prik yordamida kondensator sig'imini o'lchash uchun, ko'prik kalibrangan o'zgaruvchan induktiv g'altak bilan ta'minlanishi kerak. Uning vositasida ko'prikda muvozanatga erishilib, sig'im o'lchanadi.

Mukammal o'lchov ko'priklari sanoat korxonalarida standartlar talablarini qanoatlantiradigan qilib yaratiladi.

Vektorlar algebrasining elementlari

Vektorlar tashkil etuvchilari orqali ifodalanganda ularning ustida turli matematik amallarni bajarish imkoniyati tug'iladi:

$$\vec{A} = \vec{i}A_x + \vec{j}A_y + \vec{k}A_z, \quad A = \sqrt{A_x^2 + A_y^2 + A_z^2}$$

$$\vec{r} = \vec{i}x + \vec{j}y + \vec{k}z, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

Skalyar ko'paytma (natija skalyar):

$$\vec{A}\vec{r} = \text{Arcos}\theta = A_x x + A_y y + A_z z.$$

Vektor ko'paytma (natija vektor):

$$\vec{U} = \vec{A} \times \vec{r} = -\vec{r} \times \vec{A}, \quad \vec{U} \perp \vec{A}, \quad \vec{U} \perp \vec{r},$$

$$U = \text{Arsin}\theta,$$

$$\vec{U} = \vec{A} \times \vec{r} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ A_x & A_y & A_z \\ x & y & z \end{vmatrix} = \vec{i}(zA_y - yA_z) + \vec{j}(xA_z - zA_x) + \vec{k}(yA_x - xA_y).$$

Ko'paytma ikki ko'payuvchi vektorlarga tik bo'lib, yo'nalishi o'ng parma usuli bilan aniqlanadi.

Aralash ko'paytma (natija skalyar):

$$\vec{A}(\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{C} \times \vec{A}) = \vec{C}(\vec{A} \times \vec{B}).$$

Ikki karra vektor ko'paytma (natija vektor):

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{C}\vec{A}) - \vec{C}(\vec{A}\vec{B}).$$

Vektorlar analizining elementlari

$$\text{Nabla-operator: } \vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\text{Laplas operatori: } \Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

$$\text{Gradiyent: } \text{grad} \varphi = \bar{\nabla} \varphi = \bar{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \bar{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \bar{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

Fizik ma'nosi: φ funktsiya qaysi yo'nalishda eng tez ortib borishini va qanchalik tez ortib borishini bildiradi. Natija — vektor.

$$\text{Divergensiya: } \text{div} \bar{A} = \bar{\nabla} \bar{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}.$$

Fizik ma'nosi: birlik hajm sirtidan qancha \bar{A} vektorlar chiqib ketayotganini bildiradi. Vektorlar uzluksiz bo'lsa — $\text{div} \bar{A} = 0$, vektorlar chiqayotgan bo'lsa — $\text{div} \bar{A} > 0$, vektorlar hajmga kirayotgan bo'lsa — $\text{div} \bar{A} < 0$. Natija — skalyar.

Uyurma (rotor):

$$\begin{aligned} \text{rot} \bar{A} = \bar{\nabla} \times \bar{A} &= \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ \partial / \partial x & \partial / \partial y & \partial / \partial z \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} = \bar{i} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \\ &+ \bar{j} \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \bar{k} \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

Fizik ma'nosi: \bar{A} vektor funktsiya qaysi tekislikda va qanchalik kuchli aylanishlarga egaligini bildiradi. Aylanish yo'q bo'lsa $\text{rot} \bar{A} = 0$. Natija vektor.

Muhim munosabatlar:

$$\text{div grad} \varphi = \nabla^2 \varphi = \Delta \varphi$$

$$\text{div rot} \bar{A} = \bar{\nabla} (\bar{\nabla} \times \bar{A}) \equiv 0,$$

$$\text{rot grad} \varphi = \bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \varphi) \equiv 0.$$

$$\text{rot rot} \bar{A} = \bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times \bar{A}) = \bar{\nabla} (\bar{\nabla} \bar{A}) - \Delta \bar{A} = \text{grad div} \bar{A} - \Delta \bar{A}$$

$$\text{div} (\bar{A} \times \bar{B}) = \bar{B} \text{rot} \bar{A} - \bar{A} \text{rot} \bar{B}.$$

Fazoviy integrallar:

$$\text{Hajm bo'yicha: } \int_V U dV$$

Yopiq sirt bo'yicha: $\oint_S \vec{A} d\vec{S} = \oint_S A \cos\theta dS$, \vec{A} vektorning S yopiq sirt orqali oqimini bildiradi.

Yopiq chiziq bo'yicha: $\oint_l \vec{A} d\vec{l} = \oint_l A \cos\theta dl$, \vec{A} vektorni l yopiq chiziq bo'ylab tsirkulyatsiyasini (aylanishini) bildiradi.

Gauss teoremasi: $\oint_S \vec{A} d\vec{S} = \int_V \text{div} \vec{A} dV$, yopiq sirt bo'yicha integralni hajm bo'yicha integral bilan almashtiradi.

Stoks teoremasi: $\oint_l \vec{A} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{A} d\vec{S}$, yopiq chiziq bo'yicha integralni sirt bo'yicha integral bilan almashtiradi

$d\vec{l}$ — l chiziqning kichik elementi.

$d\vec{S}$ — yuzaning kichik elementi, sirtga tik vektor.

Misollar

1. $\text{div } \vec{r} = 3$.
2. $\text{rot } \vec{r} = 0$.
3. $\text{grad } r = \vec{r} / r$.
4. $\text{grad} \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{\vec{r}}{r^3}$.
5. $\text{rot} \left(\frac{\vec{r}}{r^3} \right) = 0$.
6. $\text{div} \left(\frac{\vec{r}}{r^3} \right) = 0$.
7. $\text{grad} \left(\frac{\vec{p}\vec{r}}{r^3} \right) = \frac{\vec{p}}{r^3} - \frac{3(\vec{p}\vec{r})\vec{r}}{r^5}$.

Kompleks sonlar

Kompleks son deb

$$Z = x + iy$$

ko'rinishdagi songa aytiladi, bu yerda $i = \sqrt{-1}$ — mavhum birlik deb ataladi.

Kompleks sonni tekislikdagi x, y koordinatali nuqta bilan tasvirlash mumkin. Bu nuqtaning holatini qutbli koordinatalar bilan ifodalaylik:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = y / x.$$

Bu yerda: r — kompleks sonning moduli, α — fazasi deb ataladi. Ular ishtirokida kompleks son quyidagicha yoziladi:

$$Z = r(\cos \alpha + i \sin \alpha).$$

Eyler formulasiga ko'ra

$$\exp(i\alpha) = \cos \alpha + i \sin \alpha.$$

Bundan foydalanib kompleks sonlar ko'rsatkichli shaklda yoziladi:

$$Z = r \exp(i\alpha).$$

Shunday qilib:

$$Z = x + iy = r(\cos \alpha + i \sin \alpha) = r \exp(i\alpha).$$

MUNDARIJA

| | |
|--------------------------|----------|
| Kirish soʻzi..... | 3 |
|--------------------------|----------|

1-bob. ELEKTROSTATIKA

| | |
|--|----|
| 1-§. Elektr haqidagi dastlabki ma'lumotlar..... | 5 |
| 2-§. Zaryadlarning saqlanish qonuni..... | 8 |
| 3-§. Kulon qonuni. Nuqtaviy zaryadning elektr maydon kuchlanganligi..... | 14 |
| 4-§. Elektr maydonning potentsiali..... | 22 |
| 5-§. Dipolning elektr maydoni..... | 28 |
| 6-§. Elektr maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuchlar..... | 30 |
| 7-§. Erkin va bogʻlangan zaryadlar. Muhitdagi elektr maydon..... | 33 |
| 8-§. Gauss teoremasi..... | 39 |
| 9-§. Elektr sigʻim. Kondensatorlar. Elektr maydon energiyasi..... | 46 |
| 10-§. Ikki muhit chegarasidagi elektr maydonining sinishi..... | 52 |
| 11-§. Elektr maydondagi zarralarning harakati..... | 57 |

2-bob. OʻZGARMAS TOK QONUNLARI

| | |
|---|----|
| 12-§. Elektr toki..... | 67 |
| 13-§. Om qonuni. Joule-Lenz qonuni..... | 70 |
| 14-§. EYuK. Kirxgof qoidalari..... | 77 |

3-bob. TOKNING MAGNIT MAYDONI

| | |
|--|-----|
| 15-§. Magnitlar..... | 84 |
| 16-§. Tokning magnit maydoni. Amper qonuni..... | 87 |
| 17-§. Magnit maydon xossalari. Magnit maydon tenglamalari..... | 90 |
| 18-§. Toʻliq tok qonuni..... | 96 |
| 19-§. Bio-Savar-Laplas qonuni..... | 100 |
| 20-§. Tokli konturning uzoq masofalardagi magnit maydoni..... | 105 |

4-bob. MAGNIT MAYDONNING ZARYADLARGA TAʼSIRI

| | |
|--|-----|
| 21-§. Lorens kuchi. Zaryadli zarraning magnit maydondagi harakati..... | 110 |
|--|-----|

| | |
|---|-----|
| 22-§. Zaryadli zarraning bir jinsli bo‘lmagan magnit maydondagi harakati..... | 114 |
| 23-§. Kosmik magnit maydonlar va plazma..... | 119 |
| 24-§. Xoll effekti va uning qo‘llanishi..... | 129 |
| 25-§. Magnit maydonning tokli o‘tkazgichlarga ta’siri..... | 130 |

5-bob. ELEKTROGMAGNIT INDUKSIYA

| | |
|--|-----|
| 26-§. O‘tkazgichlarda elektr maydon va toklarning induksiyalanishi. Elektromagnit induksiya qonuni..... | 132 |
| 27-§. Magnit maydon energiyasi..... | 137 |
| 28-§. Magnit dipolga ta’sir etuvchi kuchlar..... | 140 |

6-bob. O‘ZGARUVCHAN TOK QONUNLARI

| | |
|---|-----|
| 29-§. O‘zgaruvchan tok va uning quvvati..... | 145 |
| 30-§. Induktivlik va sig‘imli elektr zanjirlar haqida..... | 149 |
| 31-§. O‘zgaruvchan tokning sig‘im va induktivlikka ega bo‘lgan zanjirlardan o‘tishi..... | 152 |
| 32-§. O‘zgaruvchan tokning parallel zanjirdan o‘tishi..... | 158 |
| 33-§. Transformator..... | 163 |
| 34-§. Uch fazali tok..... | 166 |
| 35-§. O‘zgaruvchan tok elektr dvigatellari..... | 168 |
| 36-§. O‘zgaruvchan tokni to‘g‘rilash..... | 173 |

7-bob. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

| | |
|---|-----|
| 37-§. Tebranma kontur..... | 176 |
| 38-§. So‘nuvchi elektromagnit tebranishlar..... | 181 |

8-bob. ELEKTROMAGNIT MAYDON UCHUN MAKSVELL TENGLAMALARI VA ELEKTROMAGNIT TO‘LQINLAR

| | |
|--|-----|
| 39-§. Elektr va magnit maydonlarning nisbiyligi..... | 184 |
| 40-§. Elektromagnit induksiya qonunining differensial shakli..... | 189 |
| 41-§. Maksvell tenglamalar sistemasi..... | 193 |
| 42-§. Elektromagnit maydonda energiyaning saqlanish qonuni..... | 196 |
| 43-§. Elektromagnit to‘lqinlar va ularning xossalari..... | 198 |
| 44-§. Elektromagnit to‘lqinlarning nurlanishi..... | 203 |

| | |
|--|-----|
| 45-§. Elektromagnit to'liqlar shkalasi. Elektromagnit to'liqlarning qo'llanishi..... | 206 |
| 46-§. Zamonaviy aloqa vositalari..... | 212 |

9-bob. MODDANING ELEKTR VA MAGNIT XOSSALARI

| | |
|---|-----|
| 47-§. Segnetoelektriklar..... | 218 |
| 48-§. Molekulyar toklar va moddaning magnitlashuvi..... | 224 |
| 49-§. Diamagnetiklar..... | 228 |
| 50-§. Paramagnetiklar..... | 232 |
| 51-§. Ferromagnetiklar. Gisterezis chizig'i..... | 235 |
| 52-§. Antiferromagnetiklar..... | 241 |
| 53-§. Ferrimagnetiklar..... | 243 |
| 54-§. Magnit suyuqliklar..... | 246 |

10-bob. TURLI MUHITLARDAGI ELEKTR TOKLAR

| | |
|--|-----|
| 55-§. Dielektriklar..... | 251 |
| 56-§. Yarimo'tkazgichlar..... | 255 |
| 57-§. Metallarning o'tkazuvchanligi..... | 264 |
| 58-§. Kontakt hodisalari..... | 269 |
| 59-§. Termoelektron emissiya va elektron lampalar..... | 272 |
| 60-§. O'ta o'tkazuvchanlik..... | 278 |

| | |
|-------------------|------------|
| ILOVA..... | 286 |
|-------------------|------------|

УДК: 621.314(075)
ББК 22.33я73

ORIFJONOV SULTONMUROT BOLTABOYEVICH

ELEKTROMAGNITIZM

O'quv qo'llanma

Toshkent — «Noshir» — 2011

Muharrir M. Sa'dullayev
Badiiy muharrir Sh. Odilov
Texnik muharrir D. Xamidullayev

Litsenziya AI №096. 23.11.2007-y.
Bosishga ruhsat etildi 05. 08. 2011. Bichimi 60x84^{1/16}.
«Times TAD» garniturası. Ofset bosma usulida bosildi.
Shartli bosma tabog' 19,7. Nashr b.t. 19,0. Adadi 500 nusxa.
Buyurtma № 32

MChJ «NOSHIR» nashriyoti.
Toshkent sh., Langar ko'chasi 78-uy.

MChJ «NOSHIR» O'zbekiston-Germaniya qo'shma
korxonasining bosmaxonasida chop etildi.
Toshkent sh., Langar ko'chasi 78-uy