

O'zbekiston Respublikasi
Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi

Z.M.Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti
Fizika kafedrası

5140200-Fizika yo'nalishi 4F2 guruh talabasi

Olimjonova Kamolaning

БИТИРУВ МАЛАКАВИЙ ИШИ

Mavzu: Magnit maydonini modellashtirish

Ilmiy rahbar

dots. M.Nosirov

Andijon-2016

M U N D A R I J A

KIRISH

ASOSIY QISM

1-BOB. STATSIONAR MAGNIT MAYDONI

1. Magnetizm haqidagi dastlabki ma'lumotlar
2. Magnit maydon induksiyasi
3. Amper qonuni
4. Magnit maydonidagi tokli kontur
5. Bio-Savar-Laplas qonuni
6. Magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi

2-BOB. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

7. Elektromagnit induksiya hodisasi
8. Induktivlik
9. O'zinduksiya
10. Magnit maydon energiyasi
11. Magnetiklarda magnit maydoni
12. Magnit hodisalarni kompyuterda o'rganish

X U L O S A

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YHATI

Internet ma'lumotlari

KIRISH

Kelajak o'tmishda shakllanadi. Vaqtning uzviy bog'liqligini insoniyat rivojlanishda, ayniqsa fan va texnikaning rivojlanishida yaqqol tasavvur qilishi mumkin. Fizika va u bilan chambarchas bog'langan aloqa texnikasi bundan istisno emas. Axborot almashuvi, aniqroq qilib aytganda, aloqa insoniyat rivojlanishi uchun zarur asos hisoblanadi.

Aloqa tizimlarining hozirgi kunda bizga xizmat ko'rsatayotgan namunalarning bir qismi XIX va XX asrlarda yaratilgan. Bu elektr aloqa tizimlar – telegraf, telefon, radio va kompyuter tarmoqlaridir.

Boshlanishda ular o'zlaricha alohida, raqobat tariqasida rivojlana boshladi. O'zaro texnikaviy raqobat, vaqt o'tishi bilan, o'zaro bog'liqlik, bir maqsadni bajarish uchun birlashishga olib keldi. Uch elektrodli lampaning yaratilishi ularga birinchi asos bo'ldi va radiotexnikani rivojlanishiga, elektron apparatlarning yangi avlodlarini paydo bo'lishiga olib keldi.

O'tgan asrning o'rtalarida kichik o'lchamli aktiv yarim o'tkazgich asboblardan biri - tranzistor kashf etilishi aloqa tizimlarida, radioeshittirish va televideniya ikkinchi (inqilob) revolyutsiyaga, diskret yarim o'tkazgich asboblarning yaratilishi esa elektronikaning shakllanishiga olib keldi. Radiotexnika va elektronikaning asta-sekin o'zaro bog'lanishi radiosxema va elektron komponentalar o'rtasidagi chegaraning yo'qolishiga sabab bo'ldi.

Integral sxemalarning yaratilishi va qo'llanilishi mikroelektronikaning shakllanishiga imkon berdi. Santimetr kvadratining yuzdan biri bo'laklarida tayyorlanadigan integral sxemalar bir necha o'n mingdan iborat aktiv va passiv elektron elementlarni o'z ichiga oldi. Natijada, integral sxemalarga asoslangan, aloqa tizimlarining uchinchi avlodlari paydo bo'ldi.

Kristall hajmi bo'yicha taqsimlangan aktiv va passiv elementlarning, alohida funktsiyani bajarishi uchun, o'zaro yuqori integratsiyali integral sxemalarning yaratilishiga olib keldi. Masalan, zaryadlarni ko'chirish asbobi bo'lgan televizion kamera $3 \times 4 \text{ mm}^2$ sirtga ega bo'lib, milliondan ortiq aktiv elementlarni o'z ichiga oladi va murakkab funktsiyalarni bajarishga xizmat qiladi.

Katta integral sxemalar yaratilishi kompyuterlarning yangi avlodini, mobil telefonlar, televizion kameralar va boshqa hozirgi zamon aloqa tizimlarini yaratilishiga asos bo'ldi.

Hozirgi vaqtda, qattiq jism elektronikasida, o'ta yangi elektron qurilmalarni yaratish uchun yangi fizikaviy printsiplar va hodisalarni aniqlashda izlanish ishlari olib borilmoqda. Bu fizikaviy jarayonlarning xarakterli xususiyati - qattiq jism hajmidagi dinamik nojinsliliklardan axborotni saqlash va qayta ishlashda

foydalanishdir. Dinamik nojinsliliklarga Gann elektr domenlari, silindrik va magnit domenlar, zaryadni ko'chirish asboblardagi paket va «cho'ntaklar», sirtqi va hajmiy akustik hamda spinli to'liqlar kiradi. Natijada hozirgi, eng yangi elektron qurilmalarni yaratish uchun akustikaviy – magnitoelektronika, kvant elektronikasi, spinotronika va nanotexnologiya yo'nalishlari yaratilmoqda.

Bu yangi texnologiyalar o'z navbatida insoniyat faoliyatining barcha sohalarini rivojlanishiga olib kelishi hech shubhasizdir.

Yuqorida keltirilgan fan va texnikaning yutuqlari istalgan davlatning ijtimoiy-iqtisodiy rivojlanishiga xizmat ko'rsatadi.

Hozirgi davr talabiga javob beradigan mutaxassislarni tayyorlashda, bakalavriyat bosqichidagi talabalarga fizika fani asoslarini o'rgatishdan asosiy maqsad – ularda hozirgi zamon ilmiy – texnikaviy dunyoqarashni shakllantirish, ularga zamonaviy texnika vositalari asoslarini tanishtirish va ulardan foydalanishga zamin yaratishdan iborat. Shuni unutmash kerakki, fizika fani oliy o'quv yurtlarida o'qitiladigan oliy matematika, informatika, axborot texnologiyalari, elektr zanjirlar nazariyasi, radioelektronika va mikroelektronika asoslari va boshqa fanlar bilan uzviy bog'langan.

Fizika fani – tabiat hodisalarining oddiy va umumiy qonuniyatlarini, moddalar tuzilishi va xususiyatlarini, ularning harakat qonunlarini o'rgatuvchi fandır.

«Fizika» so'zi grekcha «physics» - tabiat so'zidan kelib chiqadi, shuning uchun tabiatshunoslik fanining asosida yotadi.

Fizikaning qonunlari ma'lumotlarga asoslangan bo'lib, asosan tajribalarda o'rnatilgan va matematik tilda ifodalangan miqdoriy tenglamalardan iboratdir. Shu sababli, u aniq fanlar qatoriga kiradi.

Tajribalar ko'rsatishicha, zaryadlangan va magnitlangan jismlar, shuningdek elektr toki oqayotgan jismlar orasida **elektromagnit kuchlar** deb ataluvchi o'zaro ta'sir kuchlari mavjuddir.

Jismlar orasidagi bu o'zaro ta'sir elektromagnit maydon deb ataluvchi o'ziga xos vositachi materiya orqali uzatiladi.

Elektromagnit maydon nazariyasining asoschisi Faradey bir jismning boshqasiga ta'siri ularni bir-biriga tekkazish orqali yoki elektromagnit maydon deb ataluvchi, oraliq muhit orqali uzatilishi mumkin, deb hisobladi.

Maksvell esa, Faradeyning asosiy g'oyalarini matematik shaklda ifodalab, elektromagnit to'liqlar mavjudligini ko'rsatib berdi va ularning tarqalish tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligiga mos ekanligini isbotladi.

Atom – molekulyar nazariyaga asosan, o'zaro ta'sir kuchlari jismni tashkil etuvchi zaryadli zarrachalar orasidagi elektr o'zaro ta'sir natijasidir. Bundan, elektromagnit maydon haqiqatan ham mavjudligi va u materiyaning bir ko'rinishi ekanligi kelib chiqadi.

Elektromagnit maydon energiya, impuls va boshqa fizikaviy xususiyatlarga egadir.

Zaryadlangan A jism atrofidagi fazoda elektr maydon hosil bo'ladi. Bu maydon unga kiritilgan boshqa biror bir zaryadlangan V jismga ko'rsatayotgan ta'siri orqali namoyon bo'ladi. Lekin, shuni ta'kidlash lozimki, A jismning zaryadlari hosil qilgan maydon boshqa zaryadlangan jism joylashtirilmaganda ham fazoning har bir nuqtasida mavjuddir. Elektromagnit maydon mavjud bo'lgan fazo-efir yoki **vakuum** deb ataladi.

Elektron nazariyaning asosiy g'oyasini zamonaviy fizika tilida quyidagicha ifodalash mumkin: har qanday modda musbat zaryadli atom yadrosidan va manfiy zaryadli elektronlardan tashkil topgan.

Elektr zaryadi ayrim elementar zarrachalarning muhim xususiyati hisoblanib, bu zarrachalarning zaryadi ye – elementar zaryadga teng.

Har qanday q zaryad bir qancha elementar zaryadlardan tashkil topganligi tufayli, u doimo e – ga karrali bo'ladi, zaryad diskret qiymatlarni qabul qilgani uchun u kvantlangan hisoblanadi.

Har xil inertsial sanoq tizimlarda o'lchanadigan zaryad miqdori bir xil bo'lgani uchun u relyativistik invariantdir. Boshqacha qilib aytganda, zaryad miqdori zaryad harakatda bo'lsa ham, tinch holatda bo'lsa ham bir xildir.

Elektr zaryadlari paydo bo'lishi va yo'qolishi mumkin, ammo bu holda albatta har xil ishorali ikkita zaryad bo'lishi shart.

Shunday qilib, elektrdan ajratilgan tizimlarda zaryadlar yig'indisi o'zgarmas bo'ladi.

Ushbu bitiruv malakaviy ishida Macromedia Flash dasturida magnit hodisalarni o'rganish haqida so'z boradi. Buning uchun magnetizm haqidagi dastlabki ma'lumotlar, magnit maydon induksiyasi, Amper qonuni, magnit maydonidagi tokli kontur, Bio-Savar-Laplas qonuni, magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi, elektromagnit induksiya hodisasi, induktivlik, o'zinduksiya, magnit maydon energiyasi, magnetiklarda magnit maydoni, Macromedia Flash dasturida animatsiyalar yaratish, magnit hodisalarni kompyuterda o'rganish kabi mavzular ko'rib chiqiladi.

1. Magnetizm haqidagi dastlabki ma'lumotlar

Magnit haqida olingan birinchi ma'lumotlar qadim zamonlarga borib taqaladi. Qadimgi solnomalarda eramizdan avvalgi 1110- yillarda Xitoyda qo'llanilgan, janub yo'nalishini ko'rsatuvchi magnit qurilmalar haqida eslatmalar saqlanib qolgan.

Buyuk mutafakkir olim **Beruniy** magnitni "Ohanrabo" — temirni tortuvchi deb ataydi.

Dastlabki magnitlar tabiiy bo'lgan. Ular magnit temiri — magnetit bo'laklari edi. Tabiiy magnitlar turli mamlakatlarda turlicha atalgan. Masalan, uni xitoyliklar „chu-shi“, yunonlar — „adamas“, fransuzlar—„ayman“, inglizlar — „loudstoun“, deb ataganlar. Bu nomlarning har biri negizida „sevuvchi“ ma'nosi bor. Qadimgilar magnetit bo'laklarining temirni o'ziga tortish xossasini shunday go'zal so'z bilan ifodalashgan.

Bu atamaning kelib chiqishi haqida juda ko'p ajoyib afsonalar mavjud. Ulardan biri toqqa chiqqanda temir tayog'i va oyoq kiyimidagi mixchalar tog' cho'qqisidagi toshlarga yopishib qolgan cho'pon haqidagi afsonadir.

Magnitlarning xossalari haqidagi birinchi kitobni 1269-yilda italiyalik Per Peregrin yozgan. U „Magnit haqidagi xatlar“ deb nomlangan bu kitobida magnitlarning o'sha vaqtda ma'lum bo'lgan deyarli hamma xossalarini to'plagan edi. U temir bo'lagini tabiiy magnitga ishqalaganda, temir bo'lagining o'zi ham magnitlanib qolishini aniqladi. Bunday magnitlar **sun'iy magnitlar** nomini oldi.

1. Sun'iy magnitlarning xossalarini ingliz qirolichasi Yelizavetaning vrachi Vilyam Gilbert birinchi marta chuqur va mufassal o'rgandi. U o'zining 1600-yilda nashr etilgan "Magnit, magnit jismlar va ulkan magnit — Yer haqida" nomli kitobida magnitlarning xossalarini tavsiflab berdi. Gilbert, xususan, magnitlarning quyidagi xossalarini bayon qildi:

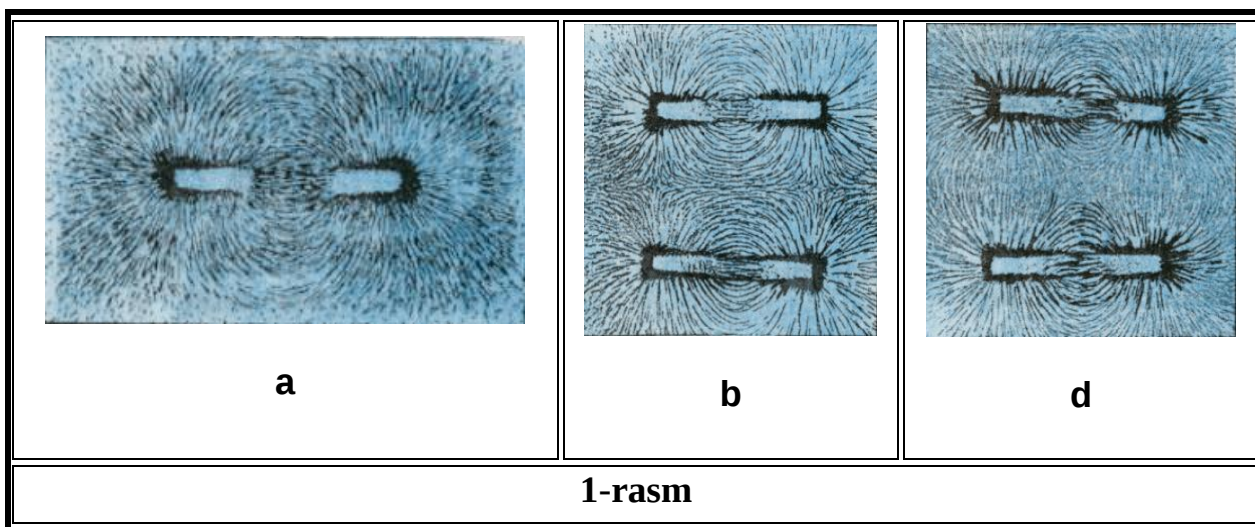
1. Magnitning turli qismlari turlicha tortish kuchiga ega; uning qutblarida bu kuch eng sezilarlidir.

2. Magnit ikkita qutbga ega: shimoliy va janubiy, ular o'z xususiyatlariga ko'ra turlichadir. Magnitlik hossasi kuchli bo'lgan nuqtaga magnit qutblari deyiladi, N- shimoliy qutb, S- janubiy qutb deb belgilanadi. Ular ingliz tilidagi "south" va "north" so'zlaridan olingan.

3. Turli qutblar bir-biriga tortiladi, bir xil qutblar bir-biridan itariladi.

4. Ipga osilgan magnit fazoda ma'lum tarzda joylashib, shimol va janubni ko'rsatadi.

5. Bir qutbli magnitni hosil qilib bo'lmaydi.
 6. Yer shari ulkan magnitdir.
 7. Kuchli qizdirilganda tabiiy magnitlarning ham, sun'iy magnitlarning ham magnit xossalari yo'qoladi.
 8. Magnitlar shisha, charm va suv orqali o'z ta'sirini ko'rsataveradi.
- 2. Magnit maydon.** Shunday savol tug'iladi: magnitlar bir-biriga va temir buyumlarga qanday yo'l bilan ta'sir qiladi? Balki magnitlar atrofida ularning ta'sirini uzatadigan biror narsa bordir. Shu biror narsa **"magnit maydon"** deb ataladi.



Mayda temir qirindilardan foydalanib, magnit maydon haqida ko'p narsa bilib olish mumkin. Buning uchun magnitni shisha yoki qalin qog'oz, yoki boshqa bir temir bo'lmagan "yopqich" bilan yopish va uning ustiga temir qirindilarni sepib, "yopqich"ga qalam yoki ruchka bilan sekin urib turish kerak. 1- *a, b, d* rasmlarda temir qirindilar yordamida hosil qilingan magnit maydon manzarasining fotosuratlarini ko'rsatilgan. Bu fotosuratlarini o'rganib, quyidagicha xulosa chiqarish mumkin;

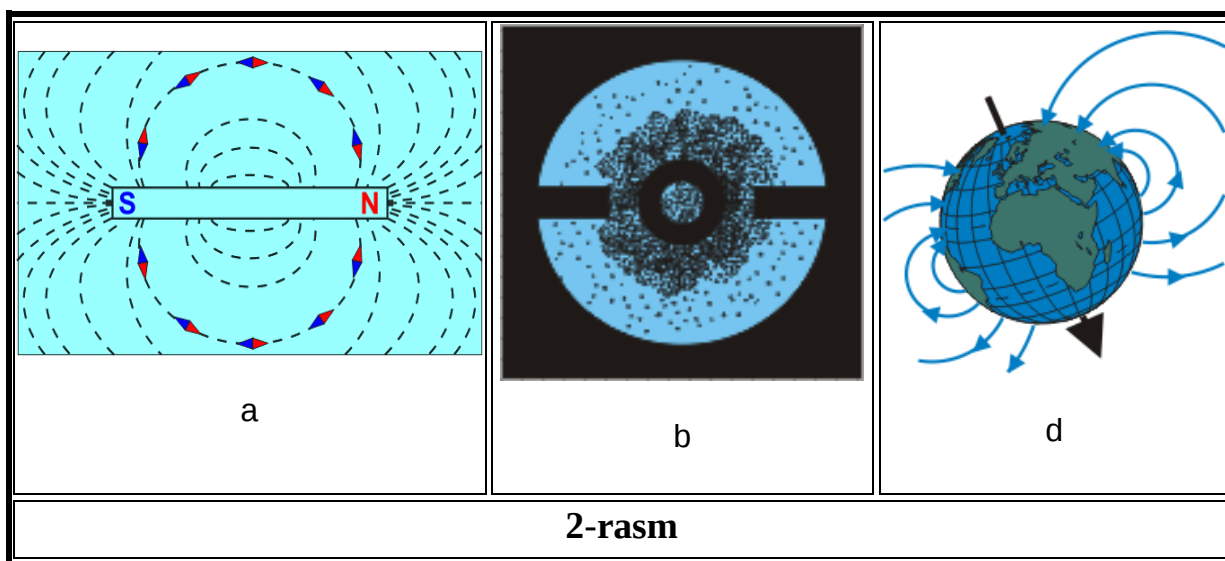
a) magnit maydon temir qirindilarga qutblar yaqinida kuchliroq va ulardan uzoqda kuchsizroq ta'sir qiladi:

b) to'g'ri magnit o'rtasida magnit maydon temir qirindilarga qutbdagiga nisbatan kuchsizroq ta'sir ko'rsatadi.

Magnit maydonda temir qirindilar joylashadigan chiziqlar magnit kuch chiziqlari (yoki magnit chiziqlari) deb nomlanadi.

Agar to'g'ri magnitning yaqiniga bir nechta magnit strelkachalar qo'yilsa, ular 2-a rasmda ko'rsatilgandek joylashadi. Bunda ular magnit chiziqlari

bo'ylab janubiy qutblari magnitning shimoliy qutbiga qaragan, shimoliy qutblari esa janubiy qutbiga qaragan holda joylashishini sezish qiyin emas.



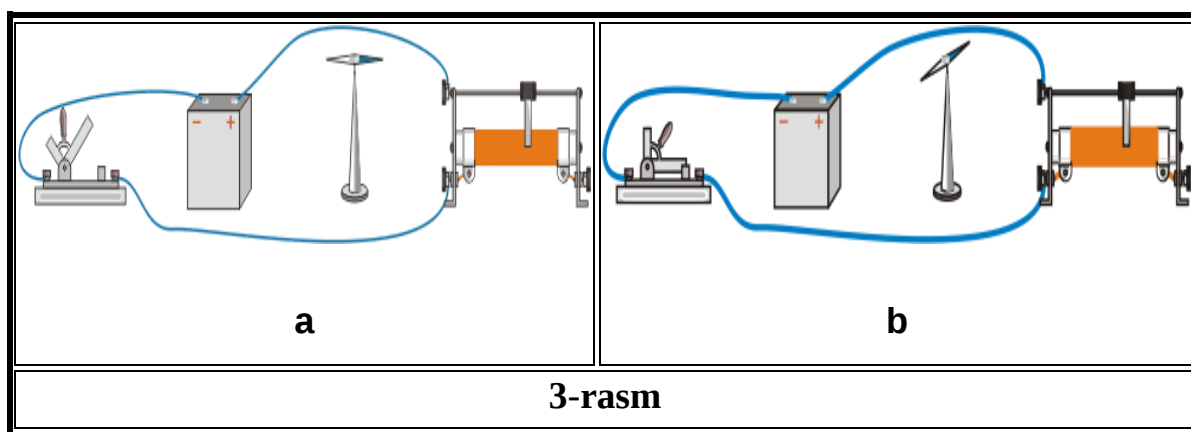
Magnit qutblari orasiga qalin temir halqa qo'yaylik (2- b rasm.) Magnit va halqani shisha bilan yopib, shishaga temir qirindilar sepamiz. Halqa ichida temir qirindilarga magnit maydon ta'sir qilmaganini ko'ramiz. Binobarin, temir magnit maydon ta'sirini to'sar ekan. Agar tajribani mis, aluminiy, plastmassa. shisha halqalar bilan takrorlasak, temir qirindilarga magnit maydon ta'sir qilganini ko'ramiz.

3. Yerning magnit maydoni. Tabiiy magnit bo'laklarining yoki doimiy sun'iy magnitlarning shimoldan janubga tomon yo'nalishda joylashib qolishi bizning sayyoramiz — Yer magnit xossalarga ega ekanligidan dalolat beradi. Asrlar mobaynida ko'pgina olimlar. dengizchilar va sayyohlar Yerning magnit maydonini o'rgandilar.

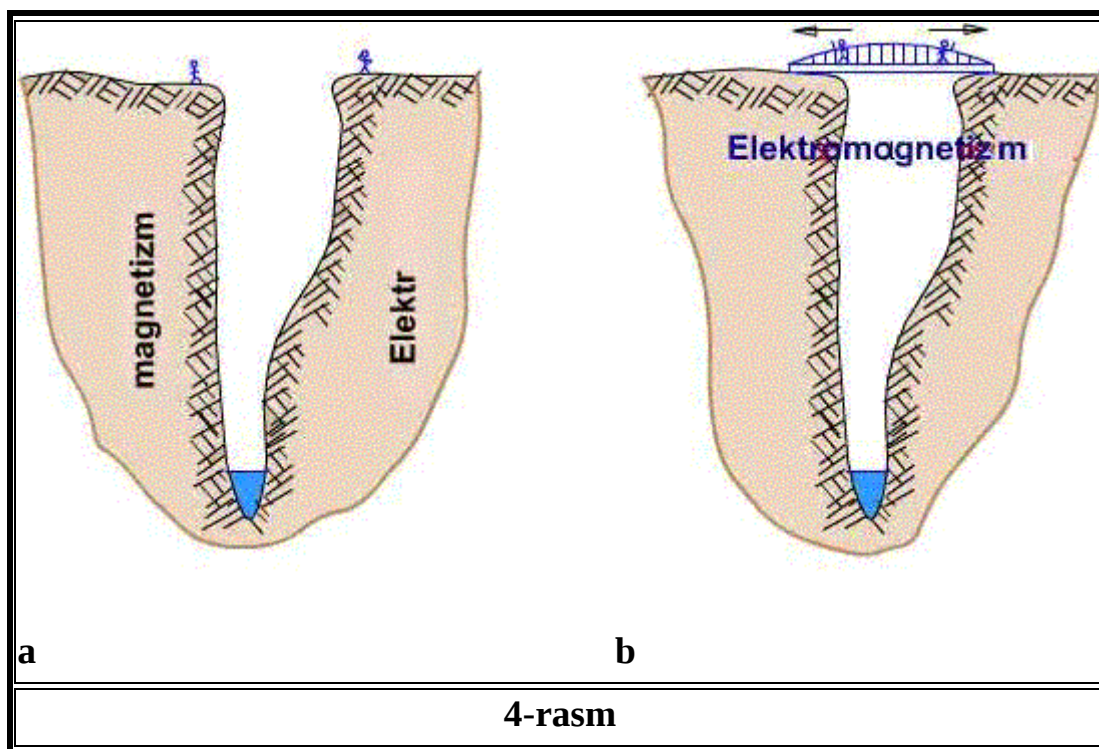
Odamlar sayohat qilib, asrlar davomida Yer sirtining va Dunyo okeanining turli nuqtalarida kompas strelkasining yo'nalishi haqida katta material to'pladilar. 1595-yilda V. Gilbert magnetitdan shar tarella (Yer modulini) tayyorladi. Tarrellada Yernikiga o'xshash ikkita qutb borligini, magnit strelka esa shimoldan janubga qarab joylashishini sezdi. Bu tajriba Gilbertga Yer— ulkan magnit deb faraz qilishga imkon berdi. Bu faraz juda to'g'riligini keyingi tadqiqotlar to'liq tasdiqladi. 2- d rasmda Yer magnit maydonining kuch chiziqlari sxematik tasvirlangan. Yerning magnit maydon qutblarini Yerning geografik qutblari bilan adashtirib yubormaslik kerak. Yerning magnit maydonining shimoliy qutbi janubiy geografik qutb yaqinida, janubiy qutb esa shimoliy geografik qutb yaqinida (tahminan 2100 km uzoqlikda) joylashgan. Yerning magnit maydon manzarasini kesilgan olmaga o'xshatish mumkin.

Uzoq vaqt davomida magnit va elektr hodisalar bir-biri bilan bog'liq bo'lmagan hodisalar deb hisoblanar edi. Bu hodisalar orasidagi bog'lanishni birinchi bo'lib daniyalik fizik Xans Kristian Ersted aniqladi.

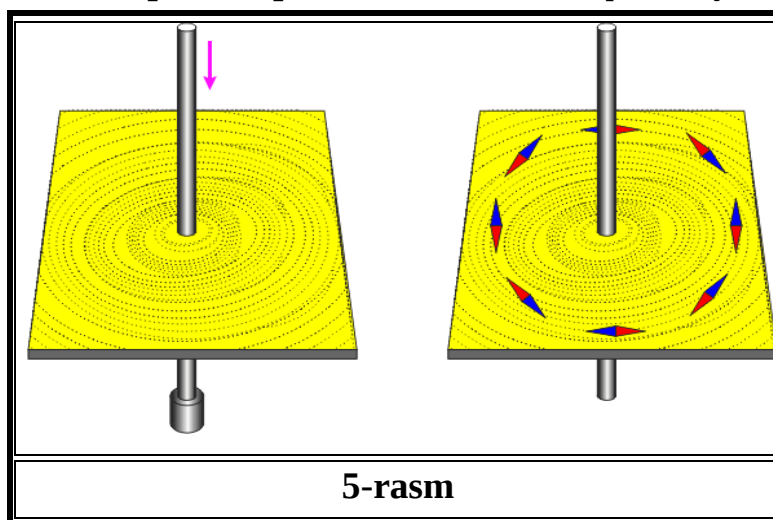
4. Ersted tajribasi. Erstedning 1820- yilda o'tkazgan tajribasi sizga juda sodda va o'z-o'zidan ma'lumdek tuyulishi mumkin. Chunki siz ko'p narsalar ma'lum bo'lgan **XXI** asr boshida yashayapsiz. U vaqtda esa elektr va magnit hodisalar orasidagi bog'lanish noma'lum bo'libgina qolmay, balki bog'lanish bor deb faraz qilish ham qiyin edi.



Ersted o'tkazgich ustiga (yoki ostiga) joylashtirilgan magnit strelka zanjir ulanganda burilishni va tok o'tayotgan o'tkazgichga perpendikulyar ravishda joylashib qolishini aniqladi (3- a, b rasm). Ersted tajribasi elektr tokining ma'lum tarzda magnit strelkaga ta'sir qilishidan dalolat beradi. Demak, elektr va magnit hodisalar orasida biror bog'lanish mavjud ekan. Demak magnit maydon tokli o'tkazgichlar atrofida paydo bo'lar ekan. Boshqacha qilib aytganda zaryadli zarralarning tartibli harakati magnit maydonini hosil qilar ekan. Ersted kashfiyotining muhimligini baholash uchun, faraz qiling, oldingizda chuqur jarlik turgan bo'lsin. Bu jarlikning bir qirg'og'i magnetizm, ikkinchisi — elektr bo'lsin (4- a rasm). Erstedgacha bu jarlikdan o'tib bo'lmas edi. Ersted jarlik ustiga ishonchli va mustahkam ko'priq o'rnatdi (4- b rasm). Erstedning insoniyat, fan oldidagi buyuk xizmati ana shundadir.



5. To`g`ri tokning magnit maydoni. Tokli o'tkazgich magnit strelkaga ta'sir etgani uchun o'tkazgich atrofida magnit maydon mavjud deb faraz qilish tabiiy holdir. Bu maydonning mavjudligini quyidagicha aniqlash mumkin. O'tkazgichni karton (yoki shisha) teshigi orqali o'tkazib, undan tok o'tkaziladi. Karton ustiga mayda temir qirindi sepiladi. Bunda temir qirindi o'tkazgich atrofida konsentrik aylanalar hosil qilib joylashadi (5- a rasm). Agar karton ustiga bir nechta magnit strelka joylashtirilsa, ular magnit kuch chiziqlari bo'ylab 5- b rasmda ko'rsatilganidek joylashadi. Doimiy magnitlar holdagi singari magnit kuch chiziqlarining yo'nalishi tariqasida magnit strelkaning S- janubiy qutbidan N-shimoliy qutbi tomon yo'nalish qabul qilingan. Kuch chiziqlarining yo'nalishini aniqlash uchun har gal magnit strelkadan foydalanmaslik uchun **parma qoidasi** deb ataluvchi qoida o'ylab topilgan.

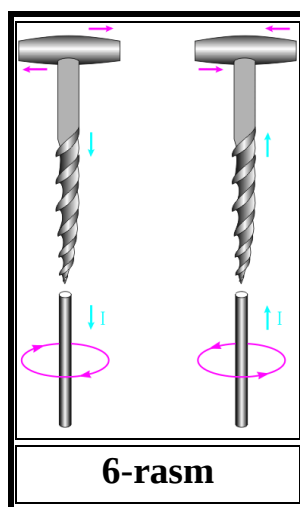


Tokning magnit kuch chiziqlari yo'nalishini aniqlash uchun parmani tok yo'nalishi bo'yicha kiradigan qilib burash kerak. Bunda parma dastasining aylanish yo'nalishi magnit kuch chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi (6- a, b rasmlar).

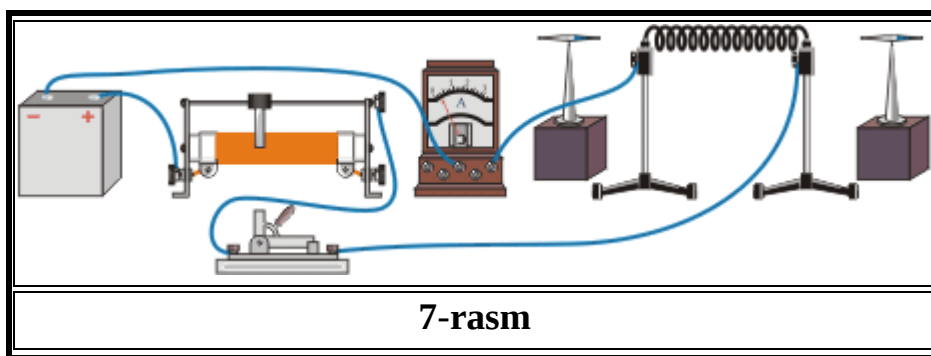
Magnit maydon kuch chiziqlarining joylashishini o'rganib, quyidagilarni aytish mumkin:

a) temir qirindilarga magnit maydon o'tkazgich yaqinida kuchliroq va undan uzoqroqda kuchsizroq ta'sir qiladi. Binobarin, tok o'tayotgan o'tkazgichgacha bo'lgan masofa ortishi bilan magnit maydon kuchsizlanib boradi;

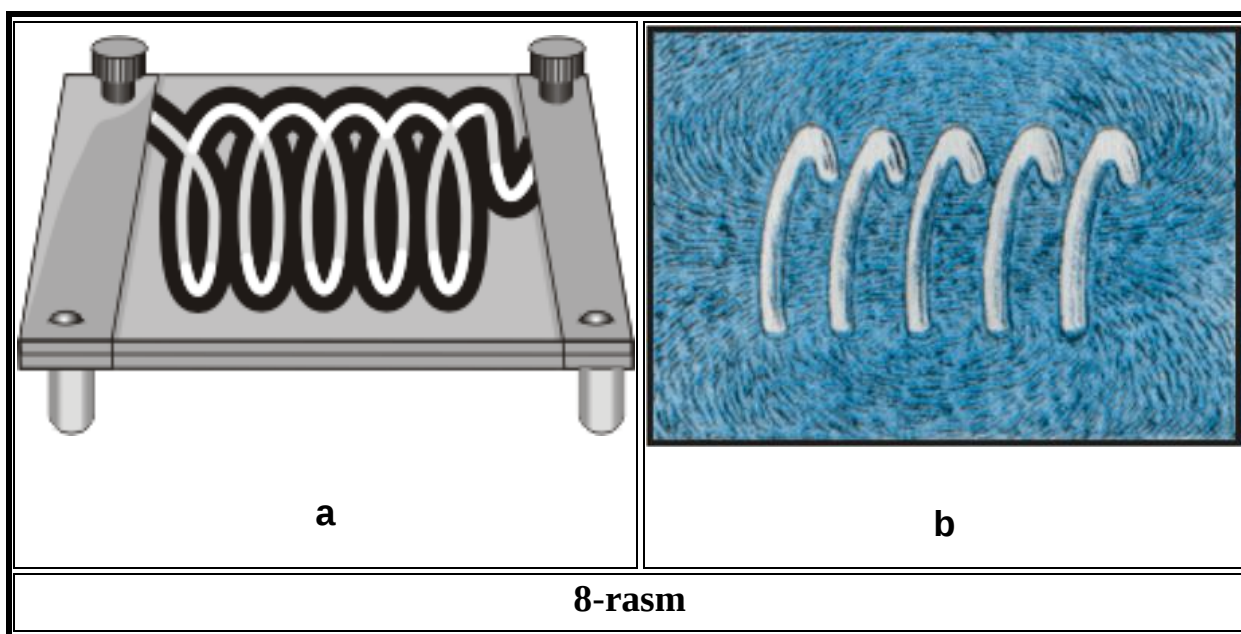
b) magnit maydonning kuch chiziqlari berk chiziqlardir. Ularning boshi ham yo`q, oxiri ham yo`q. Boshqacha qilib aytganda uyurmaviy. Magnit maydonning elektr maydonidan asosiy farqi ham shundan iborat. Elektr maydoni musbat zaryaddan boshlanib manfiy zaryadda tugaydi. Magnit maydonning boshi ham yo`q, oxiri ham yo`q. Shuning uchun magnit maydoni uyurmaviy maydon deyiladi.



6. G'altakning magnit maydoni. Izolyatsiyalangan o'tkazgichni g'altak qilib o'raymiz va undan tok o'tkazamiz (7- rasm). G'altakka magnit strelkani yaqinlashtiramiz. Strelka g'altak tomonga buriladi. Demak, tok o'tayotgan g'altak atrofida ham magnit maydon mavjud ekan. G'altakning boshqa tomoniga ikkinchi magnit strelkani yaqinlashtiramiz. U ham g'altak tomonga, lekin boshqa uchi bilan buriladi. Birinchi strelkani ikkinchisining yoniga olib o'tamiz. U ham g'altakka ikkinchi strelka kabi buriladi. Tajriba dalolat berishicha, tok o'tayotgan g'altak atrofida shunday magnit maydon mavjudki, bunda g'altakning uchlari to'g'ri chiziqli doimiy magnitning qutblarini eslatadi.



G'altakning magnit maydonini yaxshiroq o'rganish uchun o'tkazgichni 8- a rasmda ko'rsatilgandek organik shisha orqali o'tkazamiz. Shishaga temir qirindilar sepib, g'altakning magnit maydoni haqiqatan ham to'g'ri magnitning maydoniga juda o'xshashligini ko'ramiz (8- b rasm). G'altakning tok soat mili harakati yo'nalishida aylanadigan tomonida janubiy qutb S, tok soat mili harakatiga teskari yo'nalishda aylanadigan tomonida esa shimoliy qutb N joylashganini sezish qiyin emas.



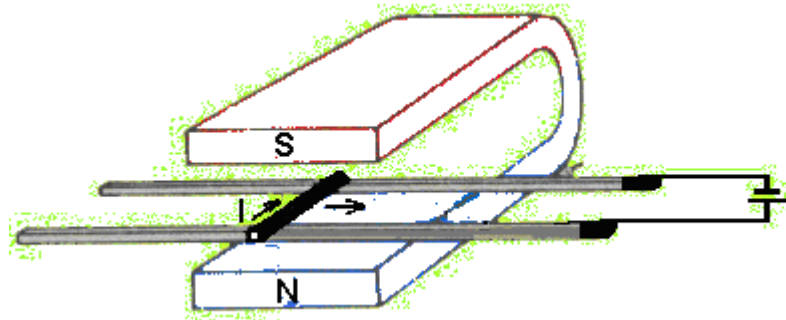
Tok o'tayotgan g'altak ipga osib qo'yilsa, uning atrofidagi magnit maydon Yerning magnit maydoni bilan ta'sirlanib ma'lum bir yo'nalishni olib joylashib oladi. Agar g'altakdan oqayotgan tok yo'nalishi o'zgartirilsa g'altak ham o'z yo'nalishini 180° ga o'zgartiradi.

2. Magnit maydon induksiyasi

Magnitlarning va toklarning o'zaro ta'sirini uchta tajriba orqali ko'rib chiqamiz:

1. Tok magnit strelkasi ustida joylashgan to'g'ri o'tkazgich bo'ylab o'tayotgan bo'lsin. Bunda, magnit strelkasiga tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lgan juft kuchlar ta'sir etadi va magnit strelkasi tokli o'tkazgichga perpendikulyar holda joylashadi.

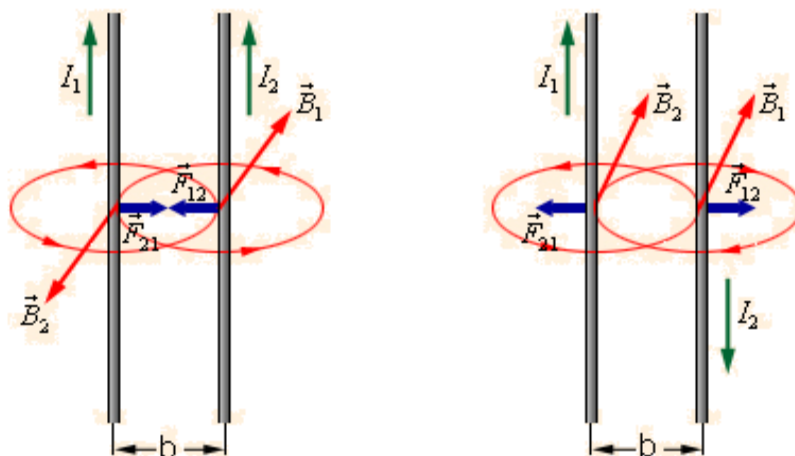
2. Tok ikkita o'tkazgichni tutashtirib, uning ustida erkin dumalay oladigan silindr orqali o'tayotgan bo'lsin (9-rasm).



9-rasm.

Silindr doimiy magnit qutblari orasiga joylashtirilgan bo'lib, silindrni harakatga keltiruvchi kuch tok yo'nalishiga va magnit qutblarining joylashishiga bog'liq bo'ladi.

3. Tok o'tayotgan ikkita parallel o'tkazgichlar, ulardagi tok yo'nalishlari bir xil bo'lganda tortishadi, tok yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lganda itarishadi (10-11-rasmlar).



10-11-rasmlar.

Agar o'tkazgichlar juda uzun va bir-biridan b masofada joylashgan, ulardan I_1 va I_2 tok o'tayotgan bo'lsa, o'tkazgichning ℓ uzunlikdagi bo'lagiga ta'sir

etuvchi kuchni Xalqaro birliklar tizimida (XBT) quyidagi formula orqali ifodalash mumkin

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 \ell}{b}, \quad (1)$$

bu yerda μ_0 – magnit doimiysidir.

Tok kuchi XBT da Amperda o'lchanadi. **Amper**, miqdor jihatidan vakuumda bir-biridan 1 metr masofada joylashgan ikkita parallel tokli o'tkazgichlar orasida $2 \cdot 10^{-7}$ Nyutonga teng o'zaro ta'sir kuchi hosil qiluvchi tok kuchini ifodalaydi.

Tok kuchi 1 Amper bo'lganda, 1 sekund ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan o'tayotgan zaryad miqdori 1 Kulonga teng bo'ladi.

Agar $I_1 = I_2 = 1A$, $\ell = b = 1$ m bo'lsa, u holda,

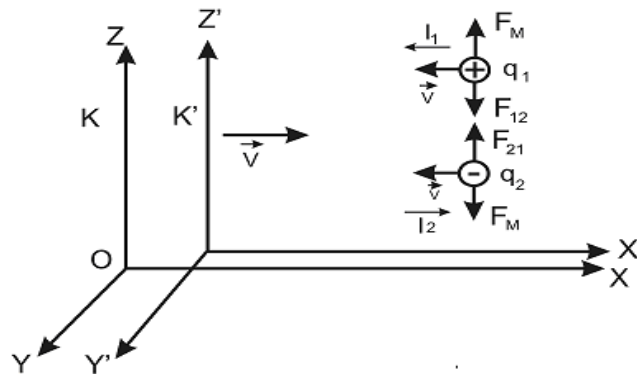
$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 \ell}{b}, \quad (2)$$

ifodadan magnit doimiysini hisoblash mumkin

$$\mu_0 = \frac{4\pi b \cdot F}{2I_1 I_2 \ell} = \frac{12,56 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1} \frac{H}{A^2} = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2}, \quad (3)$$

Yaqindan ta'sir nazariyasiga ko'ra, har qanday tokli o'tkazgich (yoki harakatlanuvchi zaryad) qo'shni nuqtalarda, ya'ni o'z atrofida magnit maydonini hosil qiladi. Magnit kuchlarining paydo bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin: ikkita $+q_1$ i - q_2 zaryadlar bir-biridan r masofada joylashgan bo'lsin (12-rasm). "Qo'zg'almas" K sanoq tizimida ular orasida, Kulon qonuniga ko'ra, o'zaro tortishish kuchlari ta'sir etadi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi \epsilon_0 r^3}, \quad (4)$$



12-rasm.

O'ng tarafga $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlangan K' sanoq tizimida bu zaryadlar chap tarafga $v = -v$ tezlik bilan harakatlanayotgandek tuyuladi. Lorens almashtirishlari ifodalaridan foydalansak, bu K' tizimda Kulon kuchlari quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F}' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{v^2}{c^2} \quad (5)$$

Bu ifodaning o'ng tomonidagi birinchi qo'shiluvchi – elektr tortishish kuchlarini, ikkinchisi esa - ancha zaif bo'lib, harakatlanuvchi zaryadlar o'rtasidagi **magnit itarish kuchini ifodalaydi.**

$$\vec{F}_e' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}};$$

$$\vec{F}_m = - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{v^2}{c^2}, \quad (6)$$

$\vec{v} \ll c$ bo'lganda **magnit kuchlarini**, elektr kuchlariga nisbatan hisobga olmasa ham bo'ladi.

Agar elektronlar metall o'tkazgichda harakatlanayotgan bo'lsa, qo'shni o'tkazgichdagi elektronlar orasidagi o'zaro **itarish kuchlari**, elektronlar va panjaralardagi musbat ionlarning o'zaro tortishish kuchlari bilan muvozanatlashadi, harakatlanuvchi elektronlar orasidagi magnit kuchlari esa qo'shiladi. Elektronlar sonining ko'pligi natijaviy magnit kuchlarini sezilarli ravishda oshiradi. Hosil bo'lgan magnit kuchi – zaryadlar qo'zg'almas sanoq tizimidan zaryadlar harakatlanayotgan sanoq tizimiga o'tishdagi elektr kuchlarining Lorens almashtirishlari natijasidir.

Magnit doimiylini $\frac{1}{\epsilon_0 c^2} = \mu_0$ deb belgilab, $v^2 = (-v')^2$ ekanligini hisobga

olib, magnit kuchini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_m' = q_1[\vec{v}', \frac{\mu_0 q[\vec{v}'\vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}] = q_1[\vec{v}', \vec{B}] , \quad (7)$$

Bu yerda $\vec{B} = \frac{\mu_0 q[\vec{v}'\vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ - magnit maydon induksiya

vektoridir.

Magnit maydon induksiyasi qo'zg'almas q zaryaddan $\vec{r}$ - radius-vektor uzoqlikdagi nuqtadan $\vec{v}'$ tezlik bilan harakatlanuvchi q_1 zaryadning hosil qilgan magnit maydonini xarakterlovchi kattalikdir.

XB – tizimida magnit maydon induksiyasi «Tesla» (Tl) bilan o'lchanadi va u 1 N/A.m ga tengdir.

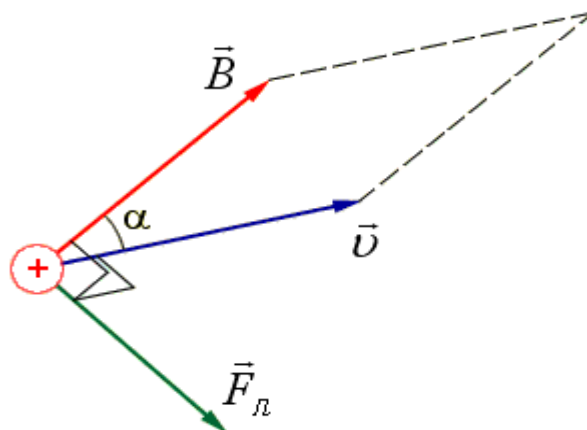
Elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ va magnit maydon induksiyasi $\vec{B}$ bo'lgan nuqtada v - tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi kuch – **Lorens kuchi** deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F}_n = q(\vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}]) , \quad (8)$$

Faqat magnit kuchi bo'lgan holda:

$$\vec{F}_m = q[\vec{v}, \vec{B}] , \quad (9)$$

ga teng bo'ladi.

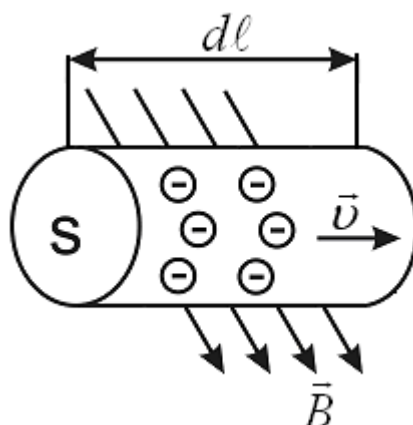


13-rasm.

13-rasmda zaryadning harakat tezligi yo'nalishi va magnit maydon induksiyasi vektorining yo'nalishi yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lgan $\vec{F}_L$ - Lorens kuchining yo'nalishi keltirilgan.

3. Amper qonuni

Induktsiyasi $\vec{B}$ bo'lgan magnit maydoniga, uzunligi $d\ell$, ko'ndalang kesim yuzasi S va I – tok o'tayotgan o'tkazgich joylashtirilgan bo'lsin (14-rasm).



14-rasm.

O'tkazgichning birlik hajmida n_0 – elektronlar bo'lib, ular o'rtacha v - tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, ularning har biriga shunday kuch ta'sir qiladi:

$$\vec{f} = -e[\vec{v}, \vec{B}] \quad (1)$$

Barcha elektronlarga ta'sir etuvchi kuch:

$$d\vec{F} = -n_0 S \cdot d\ell \cdot [\vec{v} \cdot \vec{B}] \cdot e$$

bo'ladi.

Agarda $d\vec{\ell}$ vektori $\vec{v}$ - tezlik yo'nalishiga teskari deb hisoblasak

$$d\vec{F} = +n_0 S v e [d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad (2)$$

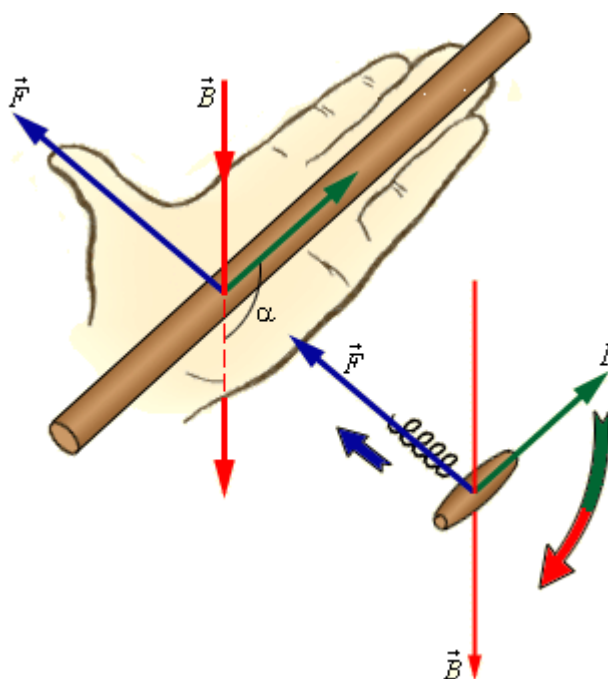
Bu **Amper qonunining differensial ko'rinishidir.**

Agar o'tkazgich to'g'ri chizikli va o'tkazgichning butun ℓ uzunligi bo'yicha $B=const$ bo'lsa, shu o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = I[\vec{\ell}, \vec{B}] \quad , \quad (4)$$

Bu **Amper qonunining integral ifodasidir.**

Lorens kuchining yo'nalishi chap qo'l qoidasi yoki parma qoidasi bilan aniqlanadi (15-rasm).



15-Rasm.

Magnit maydon induksiyasi $\vec{B}$ chap qo'lning kaftiga tik yo'nalgan, zaryadning harakat yo'nalishi ko'rsatkich barmoq yo'nalishida bo'lsa, zaryadga ta'sir qiluvchi Lorens kuchi bosh barmoq yo'nalishida bo'ladi.

4. Magnit maydonidagi tokli kontur

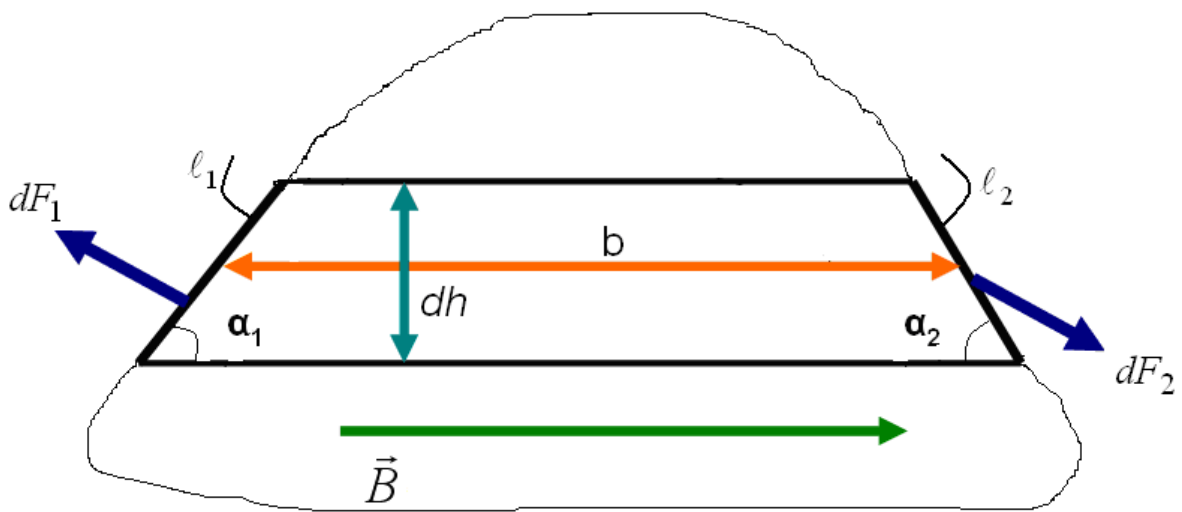
Induktsiya vektori $\vec{B}$ bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga I tokli yassi kontur joylashtirilgan (8-rasm).

1-hol. $\vec{B}$ magnit induksiya vektori kontur tekisligiga paralleldir.

O'tkazgichning $d\ell_1$ va $d\ell_2$ kesmalar bilan ajratilgan dh , qismini ajratib olaylik. Amper qonuniga binoan ularga qarama-qarshi yo'nalgan juft kuchlar ta'sir etadi. Kesmalarga ta'sir etuvchi kuchlar quyidagicha aniqlanadi.

$$dF_1 = IBd\ell_1 \sin \alpha_1 = IB \cdot dh \quad , \quad (5)$$

$$dF_2 = IBd\ell_2 \sin \alpha_2 = IBdh \quad , \quad (6)$$



16-rasm.

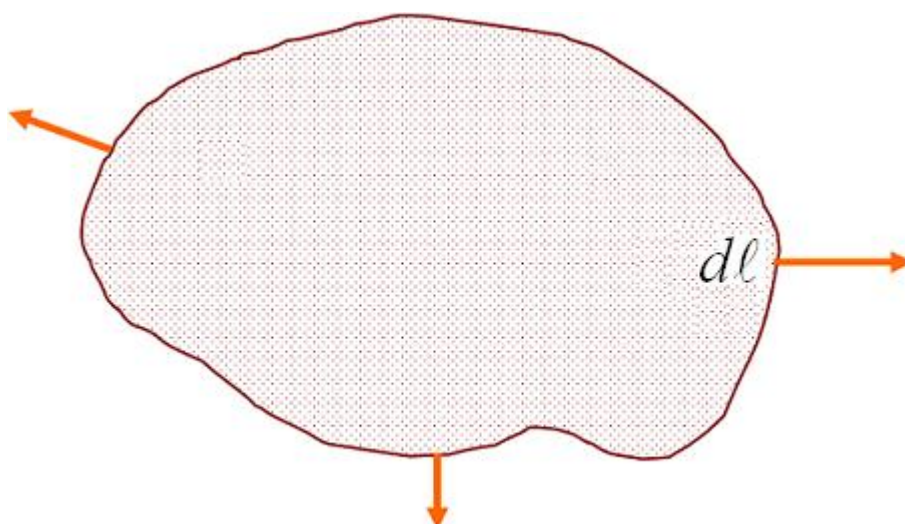
Bu kuchlar qarama-qarshi yo'nalgan va aylanish momentini tashkil etuvchi juft kuchlardir:

$$dM = dF_1 \cdot b = IB \cdot b \cdot dh = IB \cdot dS \quad .$$

Bu yerda b - bo'lakning uzunligi, dS - esa uning yuzasi. Agar butun kontur yuzasini parallel bo'lakchalarga bo'lsak va ularga ta'sir etuvchi juft kuchlarning kuch momentlarini yig'ib chiqsak, butun konturga qo'yilgan natijaviy kuch momentini hosil qilamiz:

$$M = \int IB \cdot dS = IB \cdot \int dS = IB \cdot S \quad . \quad (7)$$

2-hol. Magnit maydon induksiya vektori kontur tekisligiga perpendikulyar joylashgan (17-rasm).



17-rasm.

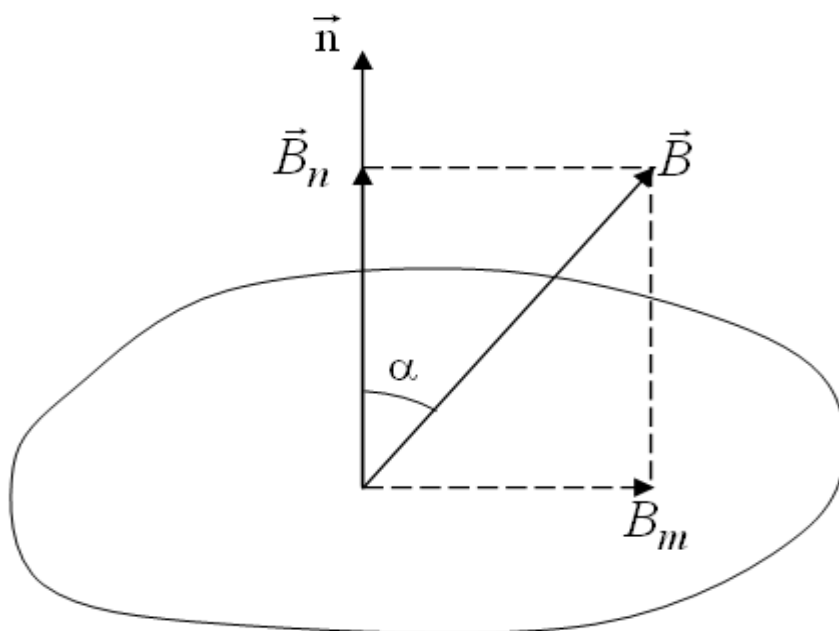
Konturning istalgan kichik bo'lagi ($d\vec{\ell}$) ga ta'sir etuvchi kuch

$$d\vec{F} = I[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad , \quad (8)$$

bu kuch normal bo'yicha bo'laklarga yo'nalgan bo'ladi va konturni aylantirmay, cho'zadi.

Agar tok kuchi yoki magnit maydon induksiyasi qarama-qarshi tomonga yo'nalishini o'zgartirsa, bu kuchlarning yo'nalishi o'zgarib, konturni siqadi.

Umumiy hol. $\vec{B}$ induksiya vektori konturga o'tkazilgan normal bilan α burchak tashkil qilsa, $\vec{B}$ vektorni ikkita tashkil etuvchiga ajratamiz (18-rasm).



18-rasm.

Induktsiya vektorining normal tashkil etuvchisi $\vec{B}_n = \vec{B} \cos \alpha$ konturni cho'zishi yoki siqishi mumkin.

Induktsiya vektorining tangentsial tashkil etuvchisi $\vec{B}_m = \vec{B} \sin \alpha$ konturga ta'sir etuvchi aylanma momentni hosil qiladi

$$M = I \cdot B \sin \alpha .$$

Vektor ko'rinishida quyidagicha ifodalaymiz

$$\vec{M} = I \cdot S[\vec{n} \cdot \vec{B}] = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}] , \quad (9)$$

bu yerda $\vec{n}$ normal yo'nalishdagi birlik vektor, $\vec{P}_m = IS\vec{n}$ - tokning magnit momentidir.

$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]$ - umumiy hol bo'lib, undan 1- va 2- xususiy hollarni olish mumkin

$$(\alpha = \frac{\pi}{2} \text{ va } \alpha = 0)$$

Magnit momenti $\vec{P}_m$ bo'lgan kichik tokli konturni, muvozanat holatida $(\vec{P}_m \cdot \vec{B})$ magnit maydonidagi nuqtaga joylashtiramiz va kontur tekisligida yotuvchi ixtiyoriy o'q atrofida 90° burchakka buramiz. Bu holda unga ta'sir etuvchi aylantiruvchi moment maksimal qiymatga erishadi ($M_{\max} = R_m B$) va magnit induksiya

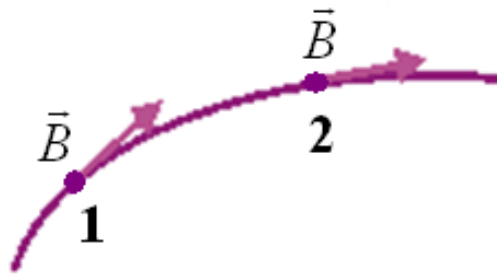
$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} \quad (10)$$

ga teng bo'ladi. Muvozanat holatda V ning yo'nalishi kontur tekisligiga normal bo'yicha yo'nalgan.

Magnit induksiya vektori $\vec{B}$ – elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ga o'xshash magnit maydonining asosiy xarakteristikasidir.

Magnit maydonini ham elektr maydon kuchlanganligi chiziqlariga o'xshash induksiya chiziqlari orqali grafik usulda tavirlash mumkin.

Magnit induksiya vektori $\vec{B}$ har bir nuqtada induksiya chiziqlariga urinma bo'ylab yo'naladi (19-rasm).



19-rasm.

Magnit maydon kattaligi sifatida magnit induksiya oqimi tushunchasi ham kiritiladi.

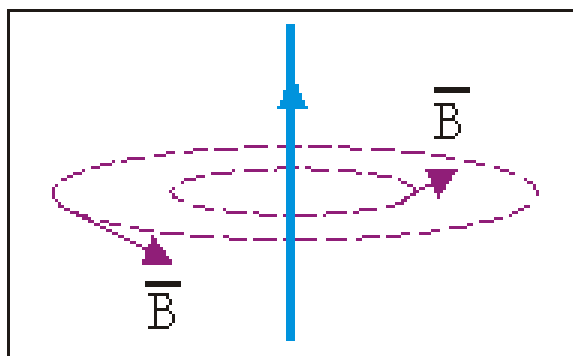
Elementar dS yuzadan o'tuvchi oqim quyidagi ifoda bo'yicha aniqlanadi:

$$d\Phi = B dS \cos \alpha = B_n dS = (\vec{B} \cdot d\vec{S} \cdot \vec{n}_1) \quad , \quad (11)$$

S yuzadan o'tuvchi to'liq oqim esa

$$\Phi = \int_{(S)} B dS \cos \alpha = \int_{(S)} B_n dS = \int_{(S)} (\vec{B} \cdot d\vec{S} \cdot \vec{n}_1) \quad , \quad (12)$$

Elektr kuch chiziqlaridan farqli ravishda tabiatda magnit zaryadlari bo'lmagani uchun magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi, uning na oxiri, na boshi bo'ladi (20-rasm).



20-rasm.

Shu sababli ham berk sirt bo'yicha magnit induksiya oqimi doim nolga teng.

$$\oint_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0, \quad (13)$$

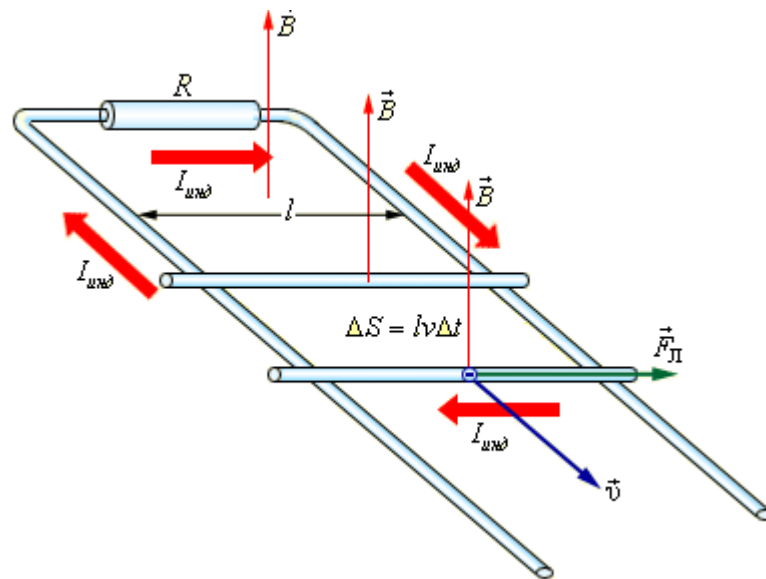
Bu magnit maydon induksiyasi uchun **Gauss** teoremasidir. Magnit induksiyasi oqimi XB tizimida Veberlarda o'lchanadi:

$$1 \text{ Vb} = 1 \text{ Tl} \cdot \text{m}^2 = 1 \text{ N} \cdot \text{m} / \text{A}.$$

Silindr shaklidagi ℓ uzunlikka ega bo'lgan tokli o'tkazgich, V - magnit induksiyaga ega bo'lgan magnit maydonida ikkita parallel o'tkazgich ustida, unga ta'sir etuvchi

$$F_A = I \cdot \ell \cdot B, \quad (14)$$

Amper kuchi ta'sirida (db) masofaga siljisin (21-rasm).



21-rasm.

Bu kuchning bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

$$A = Fdb = I \cdot \ell \cdot Bdb = I \cdot B \cdot \Delta S = I \cdot \Delta\Phi, \quad (15)$$

bu yerda ΔS – magnit induksiya chiziqlarini tokli o'tkazgich kesib o'tgan yuza, $\Delta\Phi$ – shu yuzani kesib o'tuvchi magnit induksiya vektori oqimining o'zgarishidir.

Bu formula har qanday zanjirda magnit oqimi o'zgarishi natijasida sodir bo'ladigan o'zgarishlar uchun o'rinlidir.

5. Bio-Savar-Laplas qonuni

Magnit maydonini xarakterlovchi asosiy kattalik $\vec{B}$ magnit induksiyasidan tashqari, ikkinchi kattalik - $\vec{H}$ magnit maydon kuchlanganligi tushunchasi kiritiladi.

Ular bir-biri bilan quyidagicha bog'langandir:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \text{ yoki } \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \quad , \quad (1)$$

XB tizimida magnit maydon kuchlanganligining o'lchov birligi

$$1 \frac{H}{A \cdot m} : 1 \frac{H}{A^2} = 1 \frac{A}{m}$$

ga tengdir.

$\vec{v}$ - tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadning $\vec{r}$ masofada joylashgan nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{q[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad , \quad (2)$$

Shu zaryadning o'sha yerda hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligini ifodalaymiz:

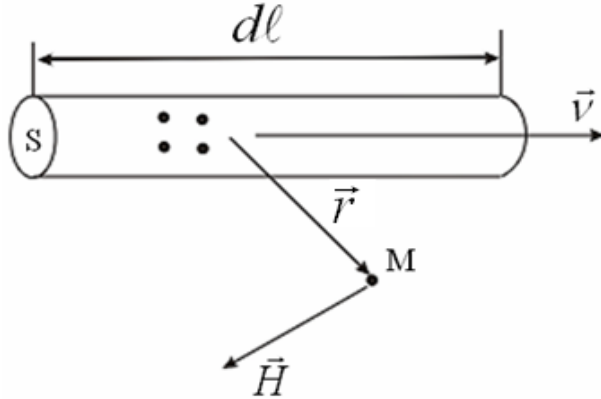
$$\vec{E} = \frac{F_2}{q} = \frac{q \cdot \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad , \quad (3)$$

(3) - ifodadan foydalanib (2) - ifodani quyidagicha yozish mumkin (**Ersted** ifodasi):

$$\vec{H} = \frac{q[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = [\vec{v} \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}] \quad , \quad (4)$$

Endi elektromagnetizmning asosiy qonunlaridan birini ifodalashga harakat qilamiz.

Uzunligi $d\ell$ va ko'ndalang kesimi S bo'lgan metall o'tkazgichda bir xil tezlik bilan $nS \cdot d\ell$ zaryadlangan zarrachalar harakat qilayotgan bo'lsin (22-rasm).



22-rasm.

Ularning har biri ye zaryadga ega bo'lib, $\vec{r}$ radius vektorli M - nuqtada quyidagi magnit maydon kuchlanganligini hosil qiladi.

$$\vec{h} = \frac{e[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} . \quad (5)$$

Shu nuqtada barcha zaryadlar quyidagi natijaviy magnit maydon kuchlanganligini hosil qiladi:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot d\ell \cdot e[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} . \quad (6)$$

Agar, $\vec{v}$ - vektor va $d\ell$ skalyar kattaliklarni v - skalyar va $d\vec{\ell}$ vektor kattaliklarga almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot v \cdot e[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} .$$

Zarrachalar harakati tezligi $v \ll c$ bo'lsa va r o'rniga o'rtacha radius-vektor qiymatidan foydalansak:

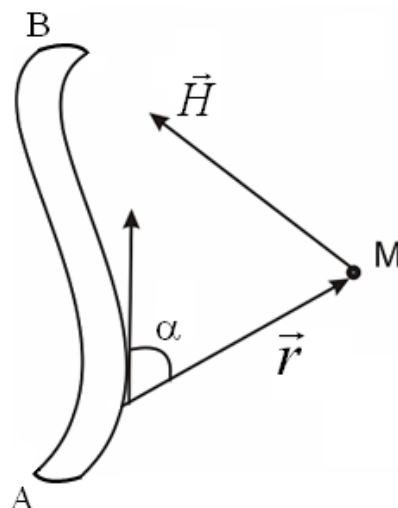
$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 1, \quad I = n \cdot S \cdot v \cdot \ell,$$

$$d\vec{H} = \frac{I \cdot [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3}, \quad (7)$$

ga ega bo'lamiz. Bu **Bio-Savar-Laplas qonunining differensial ko'rinishidir**.

Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgich kesimidan oqayotgan tokning M - nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligini, kesimning A va B nuqtalari chegarasida (7) ifodani integrallash bilan topamiz (23-rasm).

$$\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{1}{r^3} [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]. \quad (8)$$

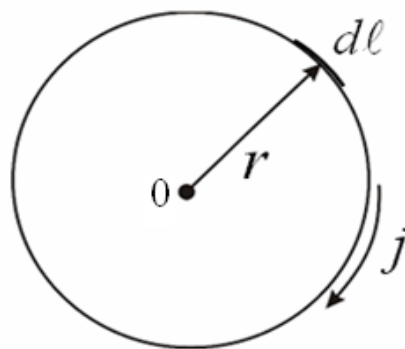


23-rasm.

Bu **Bio-Savar-Laplas qonunining integral ko'rinishidir**. Hisoblash qulay bo'lishi uchun (8) - ifodani quyidagicha skalyar ko'rinishda yozish mumkin:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{d\ell \cdot \sin \alpha}{r^2}. \quad (9)$$

1-misol. Aylana ko'rinishdagi tokli o'tkazgichning markazida hosil bo'ladigan magnit maydon kuchlanganligini aniqlab ko'ramiz (24-rasm).

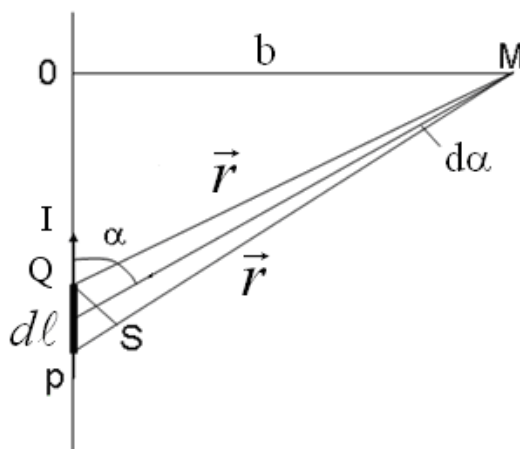


24-rasm.

O'tkazgich bo'laklarini hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi bir xil yo'nalishda bo'lgani sababli, ularning yig'indisini skalyar ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin, $d\vec{\ell} \perp \vec{r}$ bo'lganligi uchun $\sin \alpha = 1$ ga teng

$$H = \frac{I}{4\pi r^2} \int_{\ell} d\ell = \frac{I}{4\pi r^2} \cdot 2\pi r = \frac{I}{2r}, \quad (10)$$

2-misol. To'g'ri chiziqli, uzunligi cheksiz bo'lgan o'tkazgichdan b masofada joylashgan M nuqtada maydon kuchlanganligini hisoblab ko'ramiz (25-rasm).



25-rasm.

Bu yerda ham o'tkazgich elementlari hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishlari bir xildir.

ROM uchburchakdan $r = \frac{b}{\sin \alpha}$ ekanligini topamiz. QS kesma r radiusning kichik yoyi deb bilsak, u QMS kichik burchak yoki $d\alpha$ burchakka yondashadi. U holda $QS = r \cdot d\alpha$ ga teng bo'ladi.

Ikkinchi tarafdin PQS uchburchakdan $d\ell$ gipotenuza QS katet bilan quyidagicha bog'langan

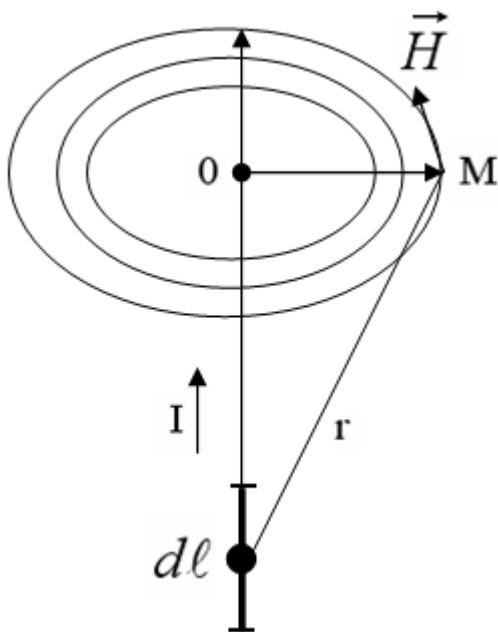
$$PQ = d\ell, \quad QS = d\ell \sin \alpha$$

$$rd\alpha = d\ell \cdot \sin \alpha, \quad d\ell = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2 \alpha}$$

O'tkazgich uzunligi cheksiz bo'lganligi uchun integrallash chegarasi $\alpha=0+\pi$ orasida bo'ladi.

$$H = \frac{I}{4\pi b} \int_0^\pi \sin d\alpha = \frac{I}{4\pi b} \left| -\cos \alpha \right|_0^\pi = \frac{I}{2\pi b}, \quad (11)$$

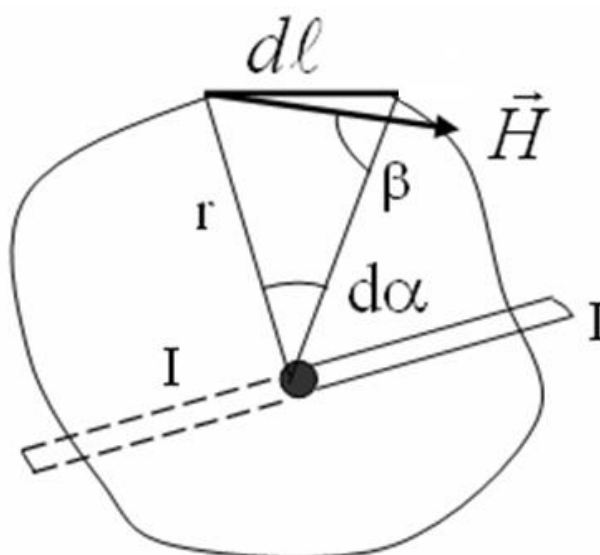
Magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi $d\vec{\ell}$ va $\vec{r}$ vektorlar joylashgan tekislikka perpendikulyardir (26-rasm).



26-rasm.

6. Magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi

I tokli, to'g'ri chiziqli uzun o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yopiq yassi konturni tasavvur etamiz (27-rasm).



27-rasm.

Konturda tokli o'tkazgichdan r masofada joylashgan $d\ell$ elementar kesmani olamiz.

Tokning magnit maydon kuchlanganligi $d\ell$ kesma nuqtalarida radius-vektorga perpendikulyar joylashgan bo'lib, $d\ell$ kesma bilan β burchak tashkil etadi.

$$H = \frac{I}{2\pi r}, \quad H_{\ell} = H \cos \beta$$

$\vec{H}_{\ell}$ - magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ ning $d\vec{\ell}$ yo'nalishga proyeksiyasidir, $d\ell_{\ell} = d\ell \cdot \cos \beta$ - $d\ell$ kesmaning $\vec{H}$ - yo'nalishga proyeksiyasidir. Ikkinchi tarafdin $d\ell_{\ell}$ yoyning uzunligi $r d\alpha$ ga teng. Bu holda,

$$H_{\ell} d\ell = H \cdot \cos \beta \cdot d\ell = H d\ell_{\ell} = H r \cdot d\alpha$$

$$H \cdot r d\alpha = \frac{I}{2\pi} \cdot r \cdot d\alpha = \frac{I r d\alpha}{2\pi}, \quad (1)$$

(1) - ifodani yopiq kontur uzunligi bo'yicha integrallaymiz.

$$\oint H_{\ell} d\ell = \oint \frac{I \cdot d\alpha}{2\pi} = \frac{I}{2\pi} \cdot 2\pi = I, \quad (2)$$

Agar, yopiq kontur ichidan bir nechta o'tkazgichlar o'tsa, u holda I - barcha o'tkazgichlardan o'tayotgan toklar yig'indisiga tengdir.

$$\oint H_{\ell} d\ell = \sum I_i = I, \quad (3)$$

Bu ifoda magnit maydon **kuchlanganligi vektorining** yopiq kontur bo'yicha **sirkulyatsiyasi** deb ataladi.

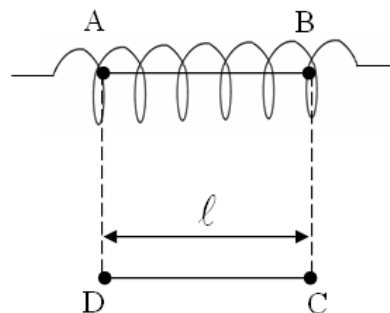
Magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulyatsiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$B = \mu_0 H, \quad \oint B_{\ell} d\ell = \mu_0 I, \quad (4)$$

Elektrostatik maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng va u potentsial xarakterga ega edi.

(3) va (4) ifodalardan ko'rinadiki, tokning magnit maydoni uchun kuchlanganlik va induksiya sirkulyatsiyasi nolga teng emas, shuning uchun magnit maydon uyurmali yoki solenoid ko'rinishli xarakterga egadir. Bu maydonda ma'lum bir nuqtadagi potentsial har xil qiymatlarga ega bo'ladi.

Bir tekis o'ralgan o'ramali va to'g'ri chiziqli uzun solenoidning ichida magnit maydon kuch chiziqlari solenoid o'qiga parallel yo'nalgan deb hisoblaymiz (28-rasm).



28-rasm.

Shunday solenoid uchun magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ miqdorini topishga urinib ko'ramiz.

$ABCD$ - to'g'ri burchakli yopiq konturni olamiz. Konturning AB qismi solenoid ichida bo'lib, maydon kuch chiziqlariga paralleldir.

Magnit maydon kuchlanganligi ($\vec{H}$) yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasini konturning alohida bo'laklariga tegishli to'rtta integral ko'rinishda olamiz:

$$\oint H_{\ell} d\ell = \int_{AB} H_{\ell} d\ell + \int_{BC} H_{\ell} d\ell + \int_{CD} H_{\ell} d\ell + \int_{DA} H_{\ell} d\ell = n\ell I.$$

Bu yerda ℓ - AB va CD bo'laklar uzunligi, n - o'ramlar zichligi, $n\ell$ - o'ramlar soniga tengdir.

Solenoid tashqarisidagi katta masofada maydon kuchlanganligi juda kichikdir, shuning uchun CD bo'lakda u nolga teng. BC va DA bo'laklar kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgani uchun $\vec{H}$ ham nolga tengdir. Shu bo'laklarga $H\ell$ ning proyeksiyasi ham nolga tengdir. Shu sababli to'rtta integraldan faqat bittasi

$$\oint_{AB} H_{\ell} d\ell$$

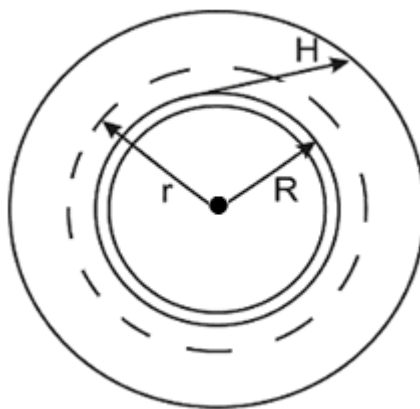
nolga teng emas. Shu bo'lakning nuktalarida $H\ell$ o'zgarmas bo'ladi

$$H_{\ell} = H = \text{const}$$

natijada

$$\oint H_{\ell} d\ell = H \oint_{AB} d\ell = H \cdot \ell = n\ell I, \quad (5)$$

N ta o'ramli solenoidni bukib, halqa shakliga keltirsak – toroid hosil bo'ladi (29-rasm).



29-rasm.

r – toroidning o'rta chizig'ining radiusi, n – toroidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni.

Toroid magnit maydoni kuch chiziqlari aylana ko'rinishida bo'ladi.

$\vec{H}$ vektor istalgan nuqtada maydon kuch chiziqlariga urinma bo'ylab yo'nalgan, shu sababli

$$H_{\ell} = H = \text{const} \quad .$$

R radiusli konturni olamiz. Toroiddagi simlar o'ramining soni $n \cdot 2\pi r$ ga teng va barcha kuch chiziqlari konturni sizib o'tadi.

Sirkulyatsiya ifodasiga asosan:

$$\oint H_{\ell} d\ell = H \oint d\ell = H \cdot 2\pi R = n 2\pi r \cdot I \quad , \quad (6)$$

bu yerdan

$$H = \frac{r}{R} n \cdot I \quad , \quad (7)$$

Agar toroid juda tor bo'lsa,

$$\frac{r}{R} = 1$$

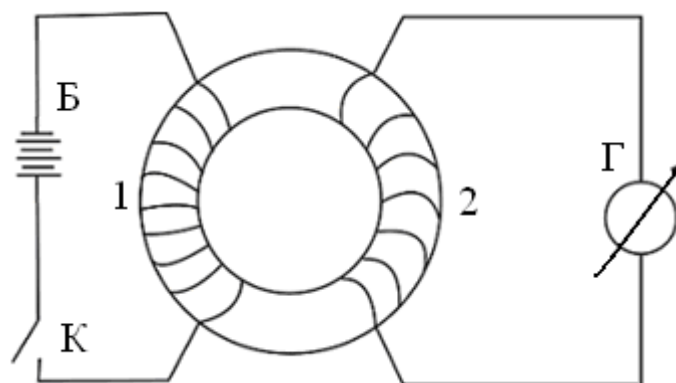
ga tengdir. U holda

$$N = n \cdot I$$

ga teng bo'ladi.

7. Elektromagnit induksiya hodisasi

Elektromagnit induksiya hodisasi hozirgi zamon fizikasi va texnikasining eng muhim hodisalaridan biri bo'lib, u Faradey tomonidan 1831 yilda ochilgan. Faradey o'tkazgan tajribalaridan birida temir halqa olib, unga ko'p o'ramlardan iborat bo'lgan ikkita mis cho'lg'am o'radi: 1 - cho'lg'am uchlariga tok manbai bilan K kalit ulangan bo'lib, ikkinchisiga galvanometr ulangan (30-rasm).



30-rasm.

Birinchi cho'lg'amda kalit ulanib, tok hosil bo'lganda, ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lgan va galvanometr mili bir tomonga og'a boshlagan va juda tez nolga qaytgan. Birinchi cho'lg'am kaliti uzilganda ham ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lib, galvanometr mili teskari tarafga og'ib, yana juda tez nolga qaytgan.

Ko'p sonli tajribalardan quyidagi qonuniyatlar aniqlangan:

Vaqt bo'yicha o'zgaradigan tashqi magnit maydonida joylashgan o'tkazgichda **elektr yurituvchi kuch** paydo bo'ladi.

Agar o'tkazgich yopiq bo'lsa, unda induksion tok hosil bo'ladi. O'tkazgichda **induksiya hisobiga** hosil bo'lgan **EYuK kattaligi** shu o'zkazgichni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarish tezligiga proporsionaldir.

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (1)$$

Bu ifoda **Faradey-Maksvell qonuni** deb ataladi.

Yopiq zanjirni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarishini, shu zanjir atrofidagi magnit maydonini o'zgartirish yoki yopiq o'tkazgichni vaqt bo'yicha o'zgarmas magnit maydonida siljitish hisobiga hosil qilish mumkin.

Birinchi holda, elektr va magnit maydonlarining, Maksvell kashf etgan o'zaro ta'sirga asosan, ya'ni, magnit maydonining istalgancha o'zgarishi, elektr maydonining hosil bo'lishiga olib keladi va aksincha.

Ikkinchi holda esa, o'tkazgichdagi erkin elektronlar harakatga kelib induksiyaviy elektr tokini hosil qiladi.

Elektromagnit induksiya qonunini energiyaning saqlanish qonuniga asoslanib keltirib chiqarish mumkin.

ℓ uzunlikdagi o'tkazgich qisqa vaqt ichida, magnit maydon ta'sirida, db kichik masofaga siljigan bo'lsin. Bu holda tok manbai bajargan ish

$$dA = \varepsilon I \cdot dt \quad , \quad (2)$$

ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin sarflangan energiya ikki qismdan iborat bo'ladi:

a) Djoul-Lents qonuniga asosan o'tkazgichda issiqlik ajralishiga

$$I^2 R \cdot dt \quad , \quad (3)$$

va **b)** magnit maydonida $F = I\ell B$ kuch ta'sirida o'tkazgichni siljitishda bajarilgan ishdan iborat bo'ladi.

$$F \cdot db = I\ell \cdot db \cdot B = I \cdot B \cdot dS = I \cdot d\Phi \quad , \quad (4)$$

bu yerda R - zanjir qarshiligi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$\varepsilon \cdot I \cdot dt = RI^2 \cdot dt + I \cdot d\Phi \quad , \quad (5)$$

bu ifodaning ikki tarafini Idt ga bo'lsak,

$$\varepsilon = RI + \frac{d\Phi}{dt} \quad , \quad (6)$$

ga ega bo'lamiz. Bu yerdan

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_U}{R} \quad , \quad (7)$$

Manbaning ε EYuK dan tashqari **induksiyaviy** EYuK deb ataluvchi qo'shimcha EYuK ham ta'sir etadi:

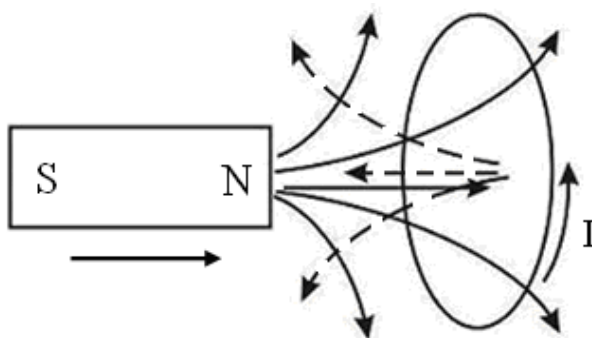
$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} \quad , \quad (8)$$

va yana (1) - ifodaga ega bo'ldik.

Bu yerda minus ishora, yopiq zanjirni kesib o'tuvchi $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$ oqim oshishi bilan induksiyaviy EYuK manba EYuK ga teskari yo'nalgan bo'ladi, oqim kamayganda $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$ ikkala EYuK lar yo'nalishi bir xil bo'ladi.

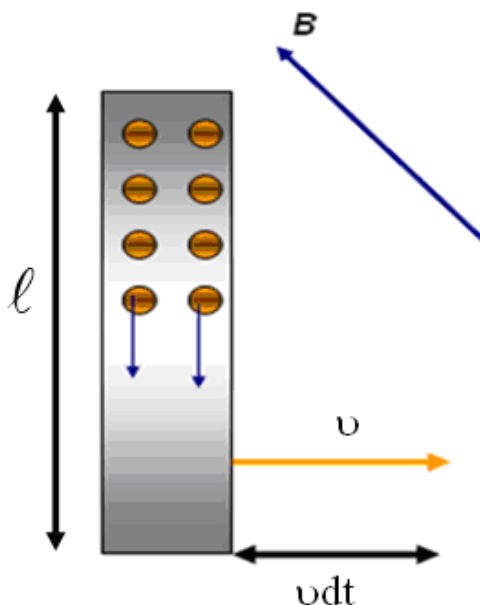
Lents qoidasiga asoslanib induksiyaviy *EYuK* yo'nalishini aniqlash mumkin: induksiyaviy *EYuK* va tok doimo shunday yo'nalishga ega bo'ladiki, u hosil qilgan magnit maydoni shu tokni vujudga keltiruvchi magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik qiladi.

1-misol. O'tkazgichdan yasalgan halqaga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirsak (31-rasm),



31-rasm.

halqada I induksion tok hosil bo'ladi, uning magnit maydoni magnitning shimoliy qutbini itarishga harakat qiladi, ya'ni uni yana yaqinlashishiga to'sqinlik qiladi. Natijada, bu induksion tokning magnit kuch chiziqlari halqada o'ngdan chapga tomon yo'nalgan bo'ladi, ya'ni biz tarafda pastdan yuqoriga qarab yo'nalgandir.



32-rasm.

2-misol. l uzunlikdagi o'tkazgich, uning uzunligiga perpendikulyar yo'nalishda v tezlik bilan harakatlanadi (32-rasm). V induksiyali magnit maydon harakat yo'nalishi va o'tkazgich uzunligiga perpendikulyar bo'lsin. O'tkazgichdagi ye zaryadli erkin elektronlarning har biri o'tkazgich bilan v tezlikda harakatlanadi.

Ularning har biriga $f=e\nu B$ Lorens kuchi ta'sir qiladi. Fikran, Lorens kuchini unga teng $eE = e\nu B$ elektr kuchi bilan almashtiramiz.

$E = \nu \cdot B$ kattalikni Lorens kuchi maydonining kuchlanganligi deb ataymiz. Bu kuchlanganlik xuddi o'tkazgichning ℓ uzunlikka teng kesmasiga

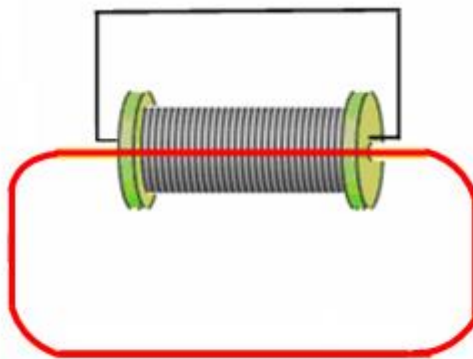
$$\Delta\varphi = E\ell = \nu B\ell$$

potentsiallar farqi qo'yilganday tasavvur etamiz va u induksiyaviy elektr yurituvchi kuchga tengdir.

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} = -\nu B\ell \quad .$$

Shunday qilib, o'tkazgichda harakat qilayotgan erkin elektronlarga Lorens kuchining ta'siri (31.1) - ifodasiga olib keladi.

Agar yopiq zanjir N -ta o'ramlardan iborat bo'lsa va magnit oqimining kuch chiziqlarining har biri shu o'ramlarni kesib o'tsa (33-rasm),



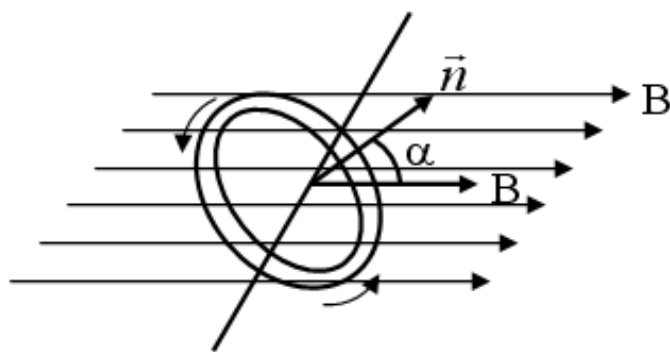
33-rasm.

u holda bu oqimning o'zgarishi, zanjirda induksiyaviy $EYUK$ ni hosil qiladi.

$$\varepsilon_U = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\psi}{dt} \quad , \quad (9)$$

bu yerda $\psi = NF$ - **oqim tutilishi deb** ataladi.

Kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida, V induksiyali bir jinsli magnit maydonida ω doimiy burchak tezlik bilan aylanayotgan, har bir S yuzaga ega bo'lgan N o'ramlardan iborat ramkaning elektromagnit induksiyasini ko'rib chiqamiz (34-rasm)



34-rasm.

Boshlang'ich momentda ($t=0$), ramka tekisligi V yo'nalishga perpendikulyar bo'lsin. Bu ramkani kesib o'tuvchi magnit oqimi

$$F_0 = BS \text{ dan}$$

iborat. t momentda esa, u

$$F = BS \cdot \cos \alpha$$

ga teng bo'ladi. Ramkada magnit oqimining tutilishi

$$\psi = NBS \cdot \cos \alpha$$

ga teng. Induktsiyaviy EYuK esa, quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_U = \frac{d\psi}{dt} = NBS \cdot \omega \cdot \sin \omega t = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

Zanjir qarshiligi R bo'lsa, ramkadagi induksion tok

$$I = \frac{\varepsilon_0}{R} \sin \omega t = I_0 \cdot \sin \omega t, \quad (10)$$

ga teng bo'ladi.

Bu yerda, ε_0 va I_0 – induksion EYuK va tokning maksimal qiymatlaridir.

(10) - ifoda bo'yicha o'zgaruvchi tok, **sinusoidal o'zgaruvchan tok** deb ataladi.

Magnit oqimi tutilishi ψ_1 dan ψ_2 qiymatgacha o'zgarishi uchun ketgan vaqtda zanjir orqali oqib o'tgan Q zaryad miqdorini hisoblab ko'ramiz.

t - vaqt momentida induksion tok

$$I = \frac{\varepsilon_U}{R} = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt}$$

ga teng. dt kichik vaqt ichida zanjir orqali dQ zaryad oqib o'tadi:

$$dQ = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt} \cdot dt = -\frac{I}{R} d\psi, \quad (11)$$

ψ_1 dan ψ_2 gacha intervalda (11) - ifodani integrallasak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Q = -\frac{I}{R} \int_{\psi_1}^{\psi_2} d\psi = \frac{\psi_1 - \psi_2}{R} I, \quad (12)$$

Magnit maydonining o'zgarishi hisobiga hosil bo'lgan elektr maydon kuch chiziqlari magnit kuch chiziqlarini chirmab oladi.

V induksiya vaqt bo'yicha o'zgargani uchun

$$\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0$$

va $\vec{E}$ sirkulyatsiya vektori, elektrostatik maydon induksiya vektoridan farqli ravishda nolga teng emas.

Shuning uchun bunday elektr maydoni potentsial maydon emas, u uyurmali bo'ladi va bunday maydon nuqtalarida potentsial bir qiymatga ega bo'lmaydi. Kuch chiziqlarini boshi va oxiri bo'lmay, ular yopiq chiziqlardan iborat bo'ladi.

8. Induktivlik

Elektr toki oqayotgan har bir o'tkazgich o'zining xususiy magnit maydoni ta'sirida bo'ladi. Tok hosil qilgan magnit oqimi yoki oqim tutilishi, barcha sharoitlarda tok kuchiga proporsionaldir:

$$\psi = LI, \quad (1)$$

bu yerda L - proporsionallik koeffitsiyenti - **o'tkazgichning induktivligi** deb ataladi. O'tkazgichning induktivligi uning shakli, o'lchami va magnit singdiruvchanlikka bog'liqdir.

O'tkazgichda magnit maydonining o'zgarishi unda induksiya elektr yurituvchi kuchini qo'zg'atadi va u **o'zinduksiya EYuK** deb ataladi.

(1) – ifodadan ko'rinib turibdiki, o'zinduksiya $EYUK$ ni vujudga kelishi o'tkazgichda tok kuchining yoki o'tkazgichning induktivligini o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi. Bu o'zgarishlarda, konturda hosil bo'ladigan o'zinduksiya $EYUK$ ε quyidagiga tengdir:

$$\varepsilon_{y3} = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d(IL)}{dt} = -\left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}\right) , \quad (2)$$

Agarda tok kuchi o'zgarishida induktivlik o'zgarmasdan qolsa ($L=const$, bu hol faqat moddada ferromagnit xususiyati yo'qligida yuz berishi mumkin), u holda

$$\varepsilon_{y3} = -L \frac{dI}{dt} . \quad (3)$$

Bu ifodadagi minus ishora Lents qoidasiga asosan paydo bo'lgan va induksion tok uni vujudga keltiruvchi sabablarga doimo qarshilik qilish tarafiga yo'nalganligini bildiradi.

XBT da o'tkazgichning induktivligi birligi sifatida, o'tkazgichdagi tok kuchi har sekunda 1 A ga o'zgarganda 1 Vb ga teng ψ - magnit oqimi tutilishini hosil qilaoladigan induktivlik qabul qilingan va u bir Genri (Gn) ga tengdir.

$$1G_H = 1 \frac{B\delta}{A} \left(\frac{Be\delta ep}{Amnep} \right) , \quad (4)$$

(3) - ifodadan $1Gn=1 \text{ V.sek/Amper}$ ga teng bo'ladi.

Uzunligi diametridan katta bo'lgan solenoid induktivligini hisoblab ko'ramiz. I tok oqayotganda, solenoid ichida induksiya $B=\mu_0\mu_n I$ ga teng bo'lgan bir jinsli magnit maydoni hosil bo'ladi.

Har bir o'ramdan o'tayotgan magnit oqimi

$$F=BS$$

ga teng bo'lib, solenoid bo'yicha to'la magnit oqim tutilishi

$$\psi = N\Phi = n\ell \cdot B \cdot S = \mu_0\mu_n^2 \ell \cdot S \cdot I , \quad (1)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda ℓ - solenoid uzunligi, S - uning ko'ndalang kesimi yuzasi, n - birlik uzunlikdaga o'ramlar soni. Solenoidning umumiy o'ramlar soni

$$N = n\ell$$

dan iborat bo'lganda, (1)- va (1)- ifodalarni solishtirish orqali, uzun solenoid induktivligi ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

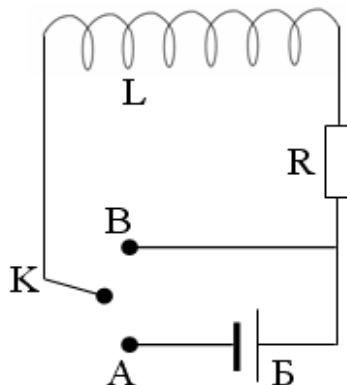
$$L = \mu_0 \mu n^2 \ell \cdot S = \mu_0 \mu n^2 \cdot V , \quad (2)$$

bu yerda $V = \ell \cdot S$ - solenoid hajmi. Bu ifodadan μ_0 ning o'lchov birligini topishimiz mumkin:

$$\mu_0 = \frac{L}{n^2 \cdot V} , \quad \frac{\text{генри}}{\text{метр}} \left(\frac{\text{Гн}}{\text{м}} \right)$$

Zanjirni tok manбайдan uzishda hosil bo'ladigan o'zinduksiya

Katta induktivlikka ega bo'lgan zanjirni tok manбайдan uzishda vujudga keladigan o'zinduksiya hodisasini ko'rib chiqamiz (35-rasm).



35-rasm.

K kalit A kontaktga ulanganda, zanjirdan miqdori Om qonuni bilan aniqlanadigan I_0 o'zgarmas tok oqaboshlaydi.

$t = 0$ momentda kalitni tok manбайдan uzib, V kontaktga ulaymiz va yopiq zanjir hosil qilamiz. Tok o'zgarib, kamaya boshlaydi va zanjirning induktivlik qismida o'zinduksiya E_{YuK} hosil bo'ladi va tokning kamayishga qarshilik qilib, uni ma'lum vaqtgacha saqlab qolishga intiladi. Om qonuniga asosan:

$$IR = \varepsilon_{y3} = -L \frac{dI}{dt}$$

yoki

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L}I ,$$

o'zgaruvchilarni alohida guruhlasak

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L}dt , \quad (1)$$

ga ega bo'lamiz.

Bu differensial tenglamaning chap tarafini I_0 dan I gacha, o'ng tomonini 0 dan t gacha integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

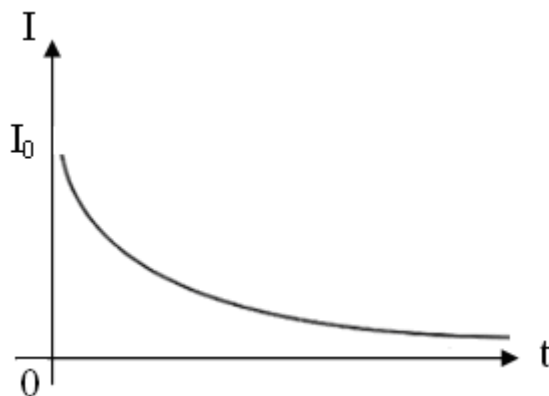
$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt \quad \text{yoki} \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L}t .$$

Bu ifodani potentsiallasak

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} , \quad (2)$$

ga ega bo'lamiz.

Tokning vaqt bo'yicha o'zgarish grafigi 36-rasmda keltirilgan.



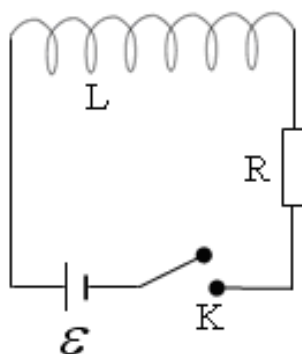
36-rasm.

Zanjir manбайдan uzilib, yopiq zanjir hosil qilingandan so'ng tokning vaqt bo'yicha o'zgarishi eksponenta bilan xarakterlanadi.

Tok qiymatining nolga tenglashish vaqti $\frac{R}{L}$ nisbatga bog'liq, L induktivlik qancha katta bo'lsa, u vaqt shuncha katta bo'ladi.

9. O'zinduksiya

Boshlang'ich momentda zanjir ochiq va zanjirdagi tok qiymati nolga teng (37-rasm).



37-rasm.

$t=0$ vaqt momentida zanjirni manbaga ulasak, undagi tok 0 dan I_0 qiymatgacha oshaboradi.

Tokning o'sishi (o'zgarishi) qo'shimcha o'zinduksiya E_{YuK} ni vujudga keltiradi. Om qonuniga asosan

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{y3} = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}.$$

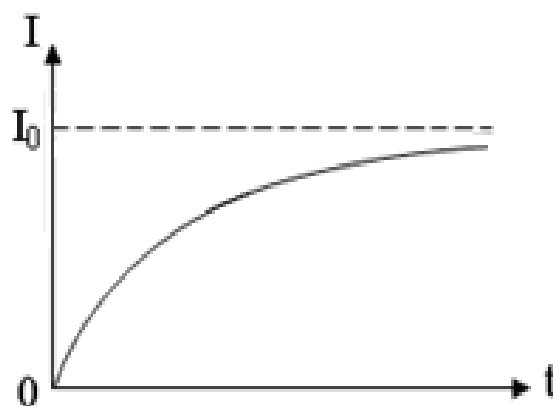
Ifodaning barcha qismlarini L ga bo'lsak,

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I - \frac{\varepsilon}{L} = 0, \quad (1)$$

ga ega bo'lamiz. Bu birjinsli bo'lmagan differensial tenglamaning yechimi ($t = 0$ da $I = I_0$ ga teng bo'lganda)

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right), \quad (2)$$

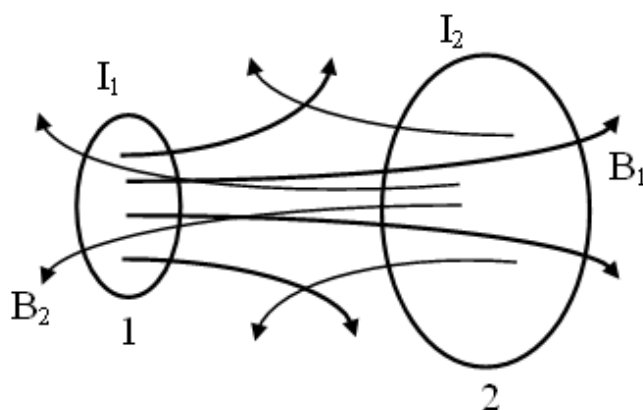
dan iboratdir. 38-rasmda zanjir manbaga ulangandagi tokning o'zgarish grafigi keltirilgan.



38-rasm.

Tok qiymati eksponentsial ko'rinishda oshib boradi va bunga tegishli vaqt $\frac{R}{L}$ nisbatga kuchli bog'liqdir.

39-rasmda bir-biriga yaqin joylashgan ikkita konturni olamiz.



39-rasm.

1-konturda qandaydir manba orqali I_1 tok oqadi.

Bu tok $\psi_1 = L_1 I_1$ magnit oqimini hosil qiladi va uning ψ_{12} qismi 2-konturni sizib o'tadi.

$$\psi_{12} = L_{12} \cdot I_1 ,$$

dt vaqt ichida I_1 tokni dI_1 qiymatga o'zgartirsak, 2-konturda o'zinduksiya EYuK ni hosil qilamiz

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_1}{dt} . \quad (1)$$

Endi esa, konturlar holatini o'zgartirmasdan, 2-konturga tok manbaini ulab, unda I_2 tok hosil qilamiz. O'z navbatida I_2 tok $\psi_2=L_2I_2$ magnit oqimini vujudga keltiradi. Bu oqimning

$$\psi_{21}=L_{21}I_2$$

qismi birinchi konturni kesib o'tadi.

I_2 tok qiymatini o'zgartirsak, 1-konturda ε_{21} - o'zinduksiya EYuK hosil bo'ladi.

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_2}{dt} \quad . \quad (2)$$

Agarda konturlarning o'lchamlari va holatlari o'zgarmas saqlansa L_{12} , L_{21} ga teng bo'ladi.

$$L_{21}=L_{12}=M \quad ,$$

bu yerda M - ikki **konturning o'zaro induksiya koeffitsiyentidir** va uning qiymati ikkita konturning o'zaro bog'lanish darajasini bildiradi.

Bir konturda tokning o'zgarishi ikkinchisida induksiya EYuK ni hosil qilish hodisasi - **o'zaro induksiya** hodisasi deb ataladi.

L_{12} va L_{21} koeffitsiyentlar qiymatlari konturlarning shakli, o'lchamlari va o'zaro joylashishiga bog'liqdir, undan tashqari atrof muhitning magnit singdiruvchanligiga ham bog'liqdir.

Shunday qilib, ikkinchi zanjirda induksiyalangan EYuK qiymati o'zaro induksiya koeffitsiyenti va birinchi zanjirdagi tokning o'zgarish tezligiga proporsionaldir.

$$\varepsilon = -M \frac{dI}{dt} \quad , \quad (3)$$

Bunday induksiya EYuK ning paydo bo'lishi, odatda **transformatorlarda** kuzatiladi.

10. Magnit maydon energiyasi

31-rasmda keltirilgan chizma (sxema) ni ko'rib chiqamiz. I_0 boshlang'ich tok L induktivlikli g'altakda magnit maydoni hosil qiladi. K kalitni V kontaktga

ulanganda zanjirda vaqt bo'yicha so'nuvchi, $\varepsilon_{o'z}$ - o'zinduksiya EYuK ni tiklab turuvchi I tok oqaboshlaydi.

dt vaqt ichida bu tokning bajargan ishi quyidagiga tengdir:

$$dA = \varepsilon_{y3} \cdot I \cdot dt = -\frac{d\psi}{dt} \cdot I \cdot dt = -I \cdot d\psi \quad . \quad (1)$$

Agarda solenoid induktivligi I tokka bog'liq bo'lmasa ($L=const$), u holda

$$d\psi = L \cdot dI$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda

$$dA = -L \cdot I \cdot dI \quad , \quad (2)$$

bu ifodani I dan 0 qiymatgacha integrallasak, magnit maydon yo'qolguncha ketgan vaqt ichida tokning bajargan ishini baholay olamiz:

$$A = -\int_{I_0}^0 LIdI = \frac{LI^2}{2} \quad . \quad (3)$$

Magnit maydoni butunlay yo'qolganda, tok oqimi to'xtaydi, bajarilgan ish zanjirda ajralgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi.

$$W_M = \frac{LI^2}{2} \quad , \quad (4)$$

buyenda, W_m - magnit maydon energiyasidir. Bu ifoda magnit maydon energiyasi o'tkazgichda (induktivlikda) joylashgan bo'ladi va tokka bog'liqdir (L - o'tkazgich induktivligi, I - tok).

Magnit maydon energiyasini

$$I = \frac{H}{n}$$

ifoda yordamida maydon bilan bog'liq bo'lgan kattalik orqali ham ifodalashimiz mumkin:

$$L = \mu_0 \mu n^2 \cdot V \quad , \quad H = nI \quad , \quad I = \frac{H}{n}$$

Shuning uchun:

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \cdot V, \quad (5)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda, μ va N - muhitning magnit sindiruvchanligi va solenoid ichidagi maydon kuchlanganligi, V - solenoid hajmi.

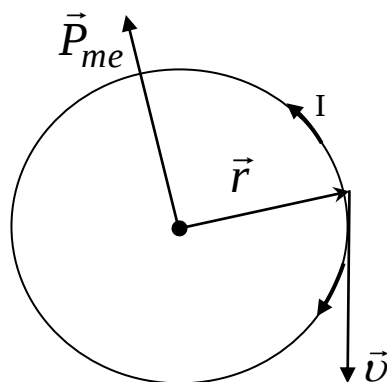
$\delta_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$ - kattalik, magnit maydon energiyasi o'zgarmas zichlik bilan taqsimlanganligini ko'rsatadi.

11. Magnetiklarda magnit maydoni

Tashqi magnit maydonida magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan va atrof-muhitdagi natijaviy magnit maydonning o'zgartira oladigan moddalar – magnetiklar deb ataladi.

Magnetiklarning magnitlanishini Amperning molekulyar toklar to'g'risidagi gipotezasi orqali tushunish mumkin. Klassik fizika tushunchasiga asosan, atomlardagi elektronlar aylana shaklidagi traektoriya – orbita bo'ylab harakatlanadi va orbital tokni hosil qiladilar.

Magnit xususiyatlariga asosan, har bir atom yoki molekulani, yopiq elektron toklar tizimi – molekulyar toklar deb atashadi. Har bir elektron orbital tok $\vec{P}_{me}$ magnit momenti bilan xarakterlanadi (40-rasm).



40-rasm.

Bu magnit momenti – elektronning orbital magnit momenti deb ataladi. Bitta elektronning orbital magnit momenti

$$P_{me} = IS$$

ga teng. Bu yerda $I = e\nu$ - orbital tok, e - elektron zaryadi, ν - aylanish chastotasi, $S = \pi r^2$ - orbital tok yuzasi. U holda

$$P_{me} = e\nu\pi r^2 \quad . \quad (1)$$

Atom va molekuladagi har bir elektron shunday orbital magnit momentiga ega bo'lgani uchun, atom va molekulaning molekulyar toklari hosil qilgan natijaviy magnit momenti elektronlar magnit momentlarining yig'indisiga tengdir:

$$\vec{P}_{mi} = \sum \vec{P}_{me} \quad , \quad (2)$$

Magnetiklarning magnitlanishini tavsiflash uchun $\vec{j}$ - **magnitlaganlik vektori** deb ataladigan kattalik kiritiladi. Bu kattalik magnetikning birlik xajmidagi atom va molekulalarining orbital magnit momentlari yig'indisiga tengdir:

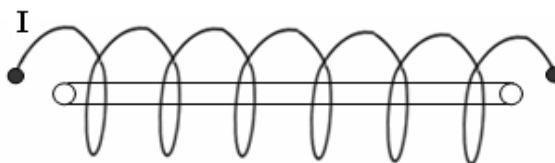
$$\vec{j} = \frac{\sum \vec{P}_{mi}}{\Delta V} \quad , \quad (3)$$

bu yerda ΔV – magnetikning mumkin bo'lgan eng kichik hajmi va unda magnit maydoni bir jinsli deb hisoblanadi.

Induksiyasi $\vec{B}_0$ bo'lgan tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan magnetikda, induksiyasi $\vec{B}'$ bo'lgan ichki maydon hosil bo'ladi, shu sababli $\vec{B}$ - natijaviy magnit maydoni quyidagicha teng bo'ladi:

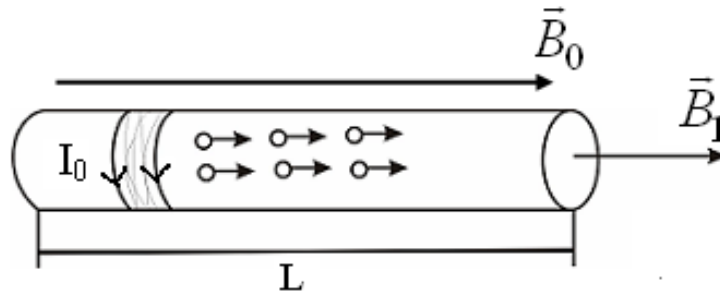
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad , \quad (4)$$

Magnetikning $\vec{B}'$ vektor bilan ifodalanadigan xususiy maydoni bir yo'nalishga yo'naltirilgan molekulyar toklarning magnit momenti bilan aniqlanadi. Faraz qilaylik, $\vec{B}_0$ induksiyali tashqi bir jinsli magnit maydonida silindr ko'rinishda, ko'ndalang kesim yuzasi S va uzunligi L bo'lgan bir jinsli magnetik joylashgan bo'lsin (41-rasm).



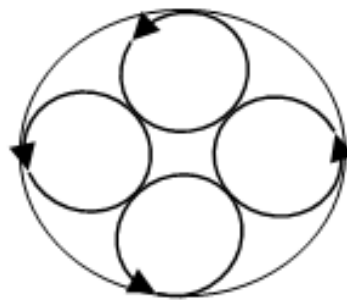
41-rasm.

Atom va molekular orbital magnet momentlari magnetikda hosil qilgan $\vec{B}'$ induksiyali ichki magnet maydoni, tashqi magnet maydon induksiya vektori $\vec{B}_0$ yo'nalishi bilan mos tushadi (42-rasm).



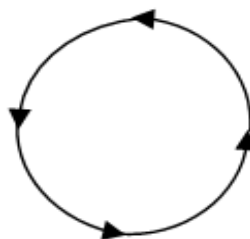
42-rasm.

Silindrik magnetik o'qiga perpendikulyar bo'lgan S ko'ndalang kesimida barcha molekulyar toklar o'zaro kompensatsiyalashadi (43-rasm).



43-rasm.

Magnetikning yon sirtida, ko'ndalang kesimning perimetrida toklar noldan farqli bo'ladi (44-rasm).



44-rasm.

Natijada, silindrik magnetikni solenoidga o'xshatish mumkin va uning tashqi sirtining birlik uzunligida o'tkazgichning I_0 tokli bitta o'rami bor deb hisoblash mumkin. Bu tok magnetikning molekulyar toklariga ekvivalent bo'lganligi uchun N' kuchlanganlikli va $V' = \mu_0 I_0$ induksiyali ichki magnet maydonini hosil qiladi.

I_0 tok kattaligini $\vec{j}$ – magnitlanganlik vektori bilan quyidagicha bog'lash mumkin

$$|\vec{j}| = \frac{I_0 L S}{L S} = I_0 \quad , \quad (5)$$

u holda

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j} \quad . \quad (6)$$

Tajribalar ko'rsatishicha, magnitlanganlik vektori

$$\vec{j} = \chi \vec{H} \quad , \quad (7)$$

ga tengdir. Bu yerda χ - magnetikning magnit qabul qiluvchanligi, $\vec{j}$ va $\vec{H}$ ning o'lchov birliklari $\left(\frac{A}{m}\right)$ bir xil bo'lgani uchun χ - o'lchovsiz kattalik hisoblanadi.

(6) – va (7) – tenglamalardan quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\vec{B}' = \mu_0 \chi \vec{H} \quad . \quad (8)$$

Natijaviy magnit induksiya

$$\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0 \quad ,$$

teng bo'lgani uchun

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} \quad , \quad (9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \quad , \quad (10)$$

$(1+\chi)$ ga teng bo'lgan o'lchovsiz kattalik **magnetikning magnit singdiruvchanligi** deb ataladi:

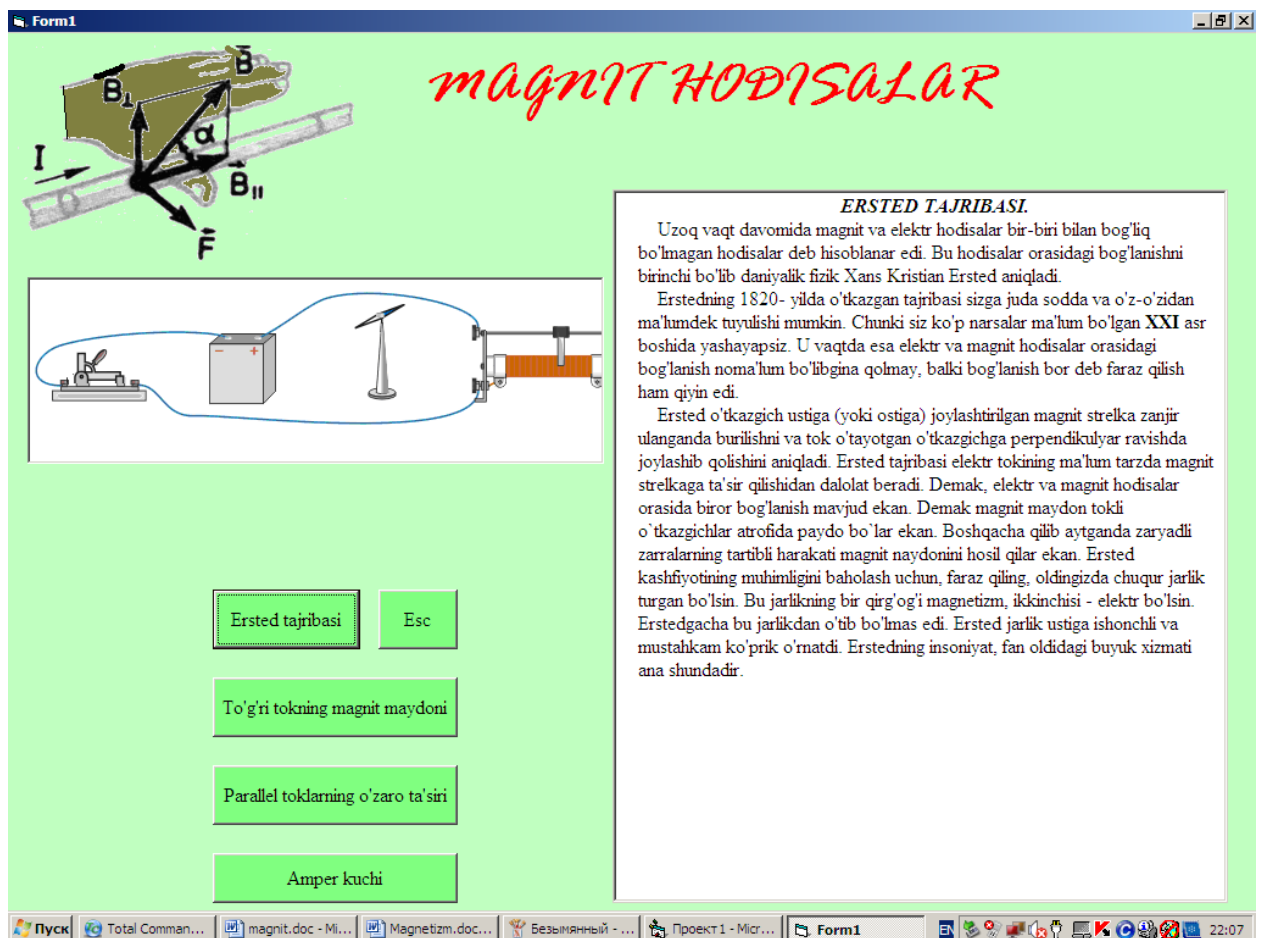
$$\mu = 1 + \chi \quad , \quad (11)$$

Shunday qilib, magnetikdagi natijaviy magnit maydoni induksiyasi $\vec{B}$ magnit maydoni kuchlanganligi $\vec{H}$ bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{yoki} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0} \quad , \quad (12)$$

12. Magnit hodisalarni kompyuterda o'rganish

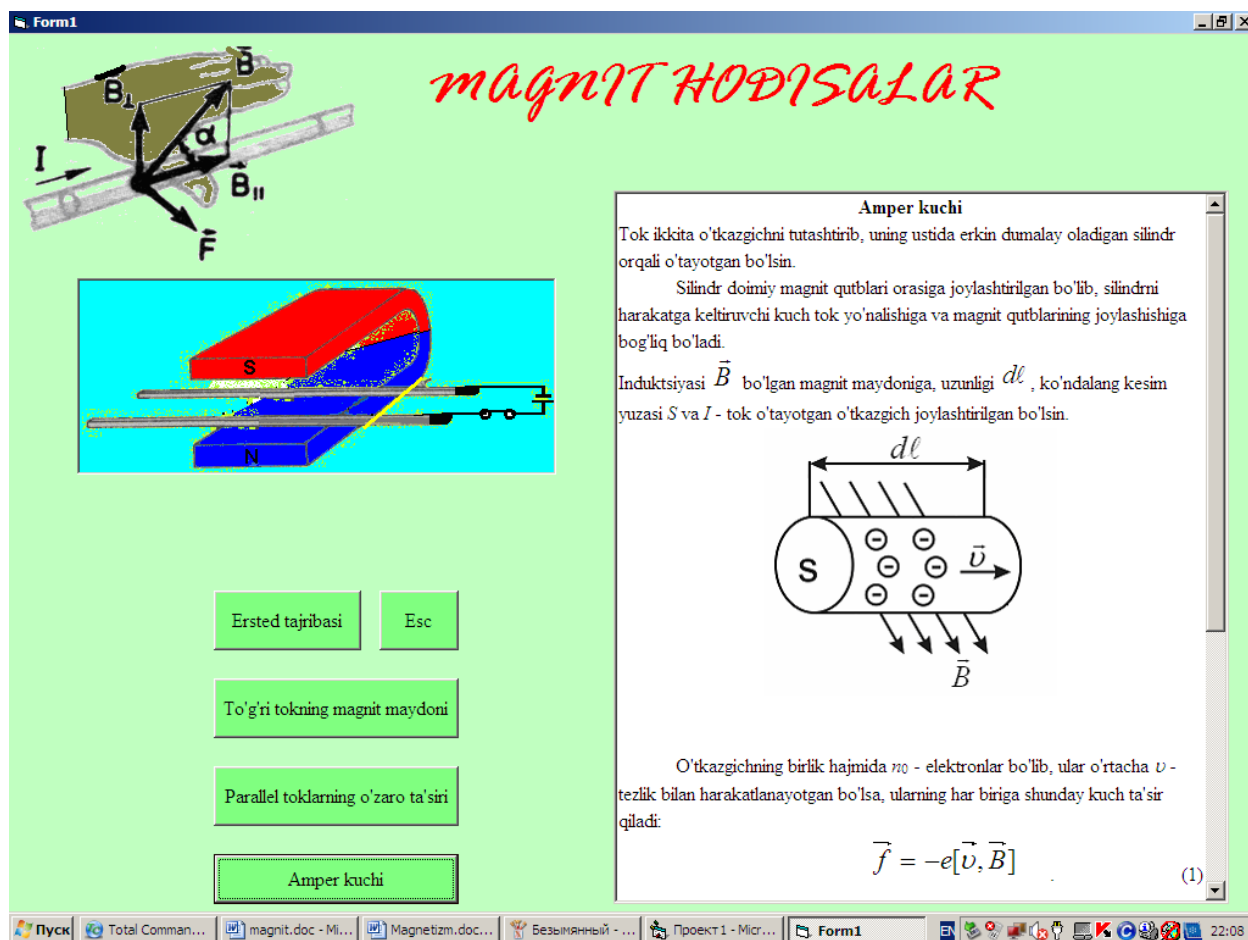
Yuqorida bayon qilingan magnit hodisalarni kompyuter yordamida o'rganish uchun Macromedia Flash dasturida quyidagicha animatsion dastur yaratildi. Dastur ishga tushirilganda ekran quyidagi ko'rinishni oladi:



5-rasm.

Dastur Ersted tajribasi, to'g'ri tokning magnit maydoni, parallel toklarning o'zaro ta'siri hamda Amper kuchini animatsion namoyish etish va magnit hodisalar haqida ma'lumotlar olish imkoniyatiga ega.

Ixtiyoriy tugma tanlanganda o'sha hodisa animatsion namoyish etiladi va bu hodisa haqida ma'lumotlar eriladi. Masalan, "Amper kuchi" tugmasi tanlanganda doimiy magnit ichiga o'tkazgich qo'yilib, undan tok o'tkazilganda Amper kuchi ta'sirida o'tkazgich o'ng tomonga harakatlanishi namoyish etiladi va o'ngdagi oynada Amper kuchi haqida ma'lumotlar beriladi (59-rasm).



59-rasm.

Dasturdan umumiy o'rta ta'lim, o'rta maxsus kasb-hunar ta'limi va oliy ta'lim tizimlarida fizika o'qitish jarayonlarida, shuningdek mustaqil va masofaviy ta'limda foydalanilishi mumkin. U yoshlarning magnit hodisalarga va umuman fizika faniga o'lgan qiziqishlarini oshiradi.

XULOSA

Shunday qilib, ushbu bitiruv malakaviy ishida Macromedia Flash dasturida magnit hodisalarni o'rganish ko'rib chiqildi. Shuningdek, magnetizm haqidagi dastlabki ma'lumotlar, magnit maydon induksiyasi, Amper qonuni, magnit maydonidagi tokli kontur, Bio-Savar-Laplas qonuni, magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi, elektromagnit induksiya hodisasi, induktivlik, o'zinduksiya, magnit maydon energiyasi, magnetiklarda magnit maydoni, Macromedia Flash dasturida animatsiyalar yaratish, magnit hodisalarni kompyuterda o'rganish kabi mavzular ko'rib chiqildi.

1820-yilda daniyalik fizik Ersted elektr toki magnit maydon bilan bog'liqligini tajribada topdi. Ersted tajribasining ilmiy-tarixiy ahamiyati shundaki, u elektr hodisalarning magnit hodisalar bilan aloqasini o'rnatdi. Bu hodisalar ungacha alohida, o'zaro bog'liq bo'lmagan hodisalar sifatida qaralar edi. Ersted, jonli qilib aytganda, elektr va magnit hodisalar orasida mavjud bo'lgan jarlik ustiga ko'prik qurdi. Ersted tajribasi elektromagnit hodisalarni o'rganishda yangi davr ochib berdi.

Ersted kashfiyotidan so'ng elektromagnit hodisalarni o'rganishga boshqa olimlar ham qo'shildi. Fransuz olimlari Amper va Agaro, ingliz olimi P. Barlou, Sterjen, venger olimi Iyodlik, amerikalik Genri, rus olimi B.S.Yakobi kabi olimlar shular jumlasidandir. Ularning tadqiqotlari natijasida quyidagilar aniqlandi:

- Magnit maydon harakatdagi elektr zaryadlar tomonidan vujudga keladi va faqat harakatdagi zaryadlarga ta'sir qiladi.

- Magnit maydonning kuch chiziqlari berk chiziqlardir.

- To'g'ri tokning magnit maydoni kuch chiziqlari konsentrik aylana shakliga ega. Magnit maydon kuch chiziqlarining yo'nalishi parma qoidasi bo'yicha aniqlanadi. To'g'ri tokning magnit maydoni masofa ortgan sari kuchsizlanadi.

Tokning magnit maydoni hozirgi zamon texnikasiga keng qo'llaniladi. Elektromagnit, elektromagnit rele, elektr o'lchov asboblari, elektr dvigatellar-elektromagnitlarning texnikada qo'llanilishiga doir misollarning kichik bir qismidir.

Bitiruv malakaviy ishida keltirilgan ma'lumotlardan umumiy o'rta ta'lim, o'rta maxsus kasb-hunar ta'limi va oily ta'lim tizimlarida fizika o'qitish jarayonlarida, shuningdek, mustaqil va masofaviy ta'limda foydalanilishi mumkin.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YHATI

1. Kalashnikov S.G. Umumiy fizika kursi. Elektr. Oliy o'quv yurtlarining fizika ixtisosi bo'yicha darslik. O'qituvchi, Toshkent-1979, 615 bet.
2. Sivuxin D.V. Kurs obhey fiziki.t.III, Elektrichestvo, Uchebnoye posobiye dlya studentov fizicheskix spetsialnostey vo'sshix uchebno'x zavedeniy. Nauka, M.-1977, 687 str.
3. Saxarov D.I. Fizika masalalari to'plami. Oliy o'quv yurtlari uchun qo'llanma. O'qituvchi, Toshkent-1965, 365 bet.
4. Volkenshteyn V.S. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. Oliy texnika o'quv yurtlari uchun o'quv qo'llanma. O'qituvchi. Toshkent 1969, 440 bet.
5. "Fizikadan praktikum". Elektr va optika. Iveronova taxriri ostida. T.1968 y
6. Buribaev I., Karimov R. Elektr va magnetizmdan fizpraktikum. Universitet. T. 2002y
7. Tamm I.E. Osnovi teorii elektrichestva. Uchebnik dlya studentov fizicheskix fakultetov universitetov. Nauka, M.-1966, 624 str.
8. Savelev I.V. Umumiy fizika kursi. II kism. Oliy texnika o'quv yurtlari uchun qo'llanma. O'qituvchi, Toshkent-1976, 450 bet.
9. G.A.Zisman, O.M.Todes Kurs obshchey fiziki, 2-tom, M., 1969
10. E.V.Bursian Zadachi po fizike dlya kompyutera, M.Prosveteniye, 1991, 256 s.
11. V.P.Dyakonov Spravochnik po algoritmam i programmam na yazyke Beysik dlya personalnyx EVM, M., Nauka, 1987
12. M.Nosirov, B.To'lanova, S.Aliyev Elektronning elektr va magnit maydonlaridagi harkatini modellashtirish// Ta'lim texnologiyalari, Toshkent, 2007, №2, 18-20 b.
13. V.I.Korol Visual Basic 6.0, M., 2000, 449 s.

Internet ma'lumotlari http://physik_ucoz.ru.htm

Закон Био–Савара. Теорема о циркуляции

Магнитное поле постоянных токов различной конфигурации изучалось экспериментально французскими учеными Ж. Био и Ф. Саваром (1820 г.). Они пришли к выводу, что индукция магнитного поля токов, текущих по проводнику, определяется совместным действием всех отдельных участков проводника. Магнитное поле подчиняется принципу суперпозиции:

Если магнитное поле создается несколькими проводниками с током, то индукция результирующего поля есть векторная сумма индукций полей, создаваемых каждым проводником в отдельности.

$$\vec{B}$$

Индукцию проводника с током можно представить как векторную сумму элементарных индукций $\Delta \vec{B}$,

создаваемых отдельными участками проводника. На опыте невозможно выделить отдельный участок проводника с током, так как постоянные токи всегда замкнуты. Можно измерить только суммарную

$$\Delta \vec{B}$$

индукцию магнитного поля, создаваемого всеми элементами тока. Закон Био–Савара определяет вклад в магнитную индукцию $\vec{B}$ результирующего магнитного поля, создаваемый малым участком Δl проводника с током I .

$$\Delta B = \frac{\mu_0 I \Delta l \sin \alpha}{4\pi r^2}.$$

Здесь r – расстояние от данного участка Δl до точки наблюдения, α – угол между направлением на точку наблюдения и направлением тока на данном участке, μ_0 – магнитная постоянная. Направление вектора $\Delta \vec{B}$

определяется правилом буравчика: оно совпадает с направлением вращения рукоятки буравчика при его поступательном перемещении вдоль тока. Рис. 1.17.1 иллюстрирует закон Био–Савара на примере магнитного поля прямолинейного проводника с током. Если просуммировать (проинтегрировать) вклады в магнитное поле всех отдельных участков прямолинейного проводника с током, то получится формула для магнитной индукции поля прямого тока:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R},$$

которая уже приводилась в § 1.16.

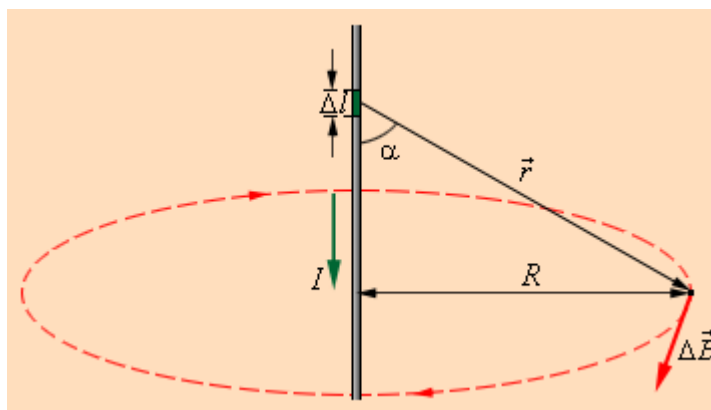


Рисунок 1.17.1.
Иллюстрация закона Био–Савара

Закон Био–Савара позволяет рассчитывать магнитные поля токов различных конфигураций. Нетрудно, например, выполнить расчет магнитного поля в центре кругового витка с током. Этот расчет приводит к формуле

$$B = \frac{\mu_0 I}{2 R},$$

$\vec{B}$

где R – радиус кругового проводника. Для определения направления вектора $\vec{B}$ также можно использовать правило буравчика, только теперь его рукоятку нужно вращать в направлении кругового тока, а поступательное перемещение буравчика укажет направление вектора магнитной индукции.

Расчеты магнитного поля часто упрощаются при учете симметрии в конфигурации токов, создающих поле. В этом случае можно пользоваться теоремой о циркуляции вектора магнитной индукции, которая в теории магнитного поля токов играет ту же роль, что и теорема Гаусса в электростатике.

$\vec{B}$

Поясним понятие циркуляции вектора $\vec{B}$. Пусть в пространстве, где создано магнитное поле, выбран некоторый условный замкнутый контур (не обязательно плоский) и указано положительное направление его обхода. На каждом отдельном малом участке Δl этого контура можно определить касательную

B_l $\vec{B}$ $\vec{B}$

составляющую вектора $\vec{B}$ в данном месте, то есть определить проекцию вектора $\vec{B}$ на направление касательной к данному участку контура (рис. 1.17.2).

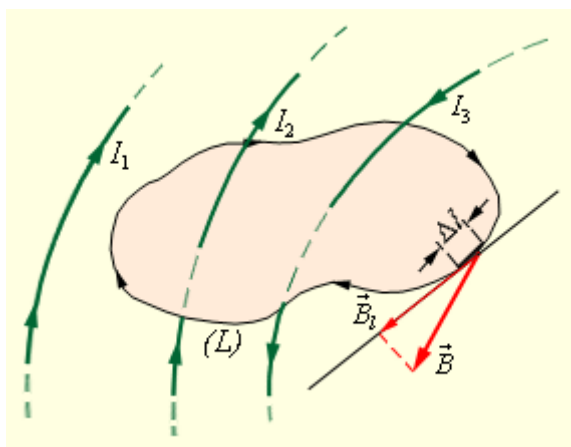


Рисунок 1.17.2.
Замкнутый контур (L) с заданным направлением обхода. Изображены токи I_1 , I_2 и I_3 , создающие

магнитное поле

Циркуляцией вектора $\vec{B}$ называют сумму произведений $B_l \Delta l$, взятую по всему контуру L:

$$\text{Циркуляция вектора } \vec{B} = \sum_{(L)} B_l \Delta l.$$

Некоторые токи, создающие магнитное поле, могут пронизывать выбранный контур L в то время, как другие токи могут находиться в стороне от контура.

$\vec{B}$

Теорема о циркуляции утверждает, что циркуляция вектора магнитного поля постоянных токов по любому контуру L всегда равна произведению магнитной постоянной μ_0 на сумму всех токов, пронизывающих контур:

$$\sum_{(L)} B_l \Delta l = \mu_0 \sum I_i$$

В качестве примера на рис. 1.17.2 изображены несколько проводников с токами, создающими магнитное поле. Токи I_2 и I_3 пронизывают контур L в противоположных направлениях, им должны быть приписаны разные знаки – положительными считаются токи, которые связаны с выбранным направлением обхода контура правилом правого винта (буравчика). Следовательно, $I_3 > 0$, а $I_2 < 0$. Ток I_1 не пронизывает контур L.

Теорема о циркуляции в данном примере выражается соотношением:

$$\sum_{(L)} B_l \Delta l = \mu_0 (I_3 - I_2).$$

Теорема о циркуляции в общем виде следует из закона Био–Савара и принципа суперпозиции.

Простейшим примером применения теоремы о циркуляции является вывод формулы для магнитной индукции поля прямолинейного проводника с током. Учитывая симметрию в данной задаче, контур L целесообразно выбрать в виде окружности некоторого радиуса R, лежащей в перпендикулярной проводнику плоскости. Центр окружности находится в некоторой точке проводника. В силу симметрии вектор

$\vec{B}$ ($B_l = B$)

направлен по касательной, а его модуль одинаков во всех точках окружности. Применение теоремы о циркуляции приводит к соотношению:

$$\sum_{(L)} B_l \Delta l = 2\pi R B = \mu_0 I,$$

откуда следует формула для модуля магнитной индукции поля прямолинейного проводника с током, приведенная ранее.

$\vec{B}$

Этот пример показывает, что теорема о циркуляции вектора магнитной индукции может быть использована для расчета магнитных полей, создаваемых симметричным распределением токов, когда из соображений симметрии можно «угадать» общую структуру поля.

Имеется немало практически важных примеров расчета магнитных полей с помощью теоремы о циркуляции. Одним из таких примеров является задача вычисления поля тороидальной катушки (рис. 1.17.3).

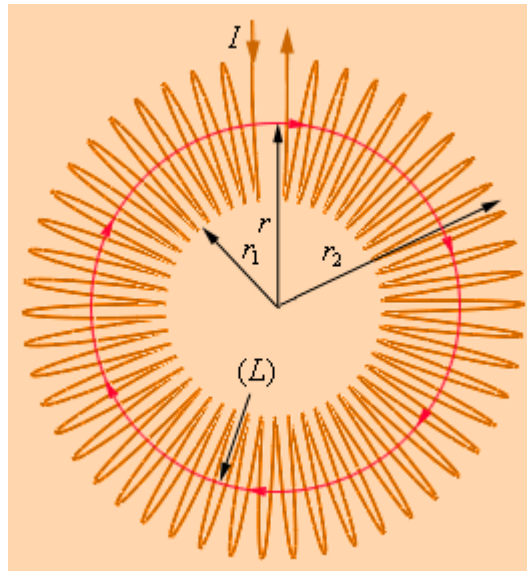


Рисунок 1.17.3.
Применение теоремы о циркуляции к
тороидальной катушке

Предполагается, что катушка плотно, то есть виток к витку, намотана на немагнитный тороидальный сердечник. В такой катушке линии магнитной индукции замыкаются внутри катушки и представляют собой concentric окружности. Они направлены так, что глядя вдоль них, мы увидели бы ток в витках, циркулирующим по часовой стрелке. Одна из линий индукции некоторого радиуса $r_1 \leq r < r_2$ изображена на рис. 1.17.3. Применим теорему о циркуляции к контуру L в виде окружности, совпадающей с изображенной на рис. 1.17.3 линией индукции магнитного поля. Из соображений симметрии ясно, что модуль вектора $\vec{B}$

одинаков вдоль всей этой линии. По теореме о циркуляции можно записать:

$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 IN,$$

где N – полное число витков, а I – ток, текущий по виткам катушки. Следовательно,

$$B = \frac{\mu_0 IN}{2\pi r}.$$

Таким образом, модуль вектора магнитной индукции в тороидальной катушке зависит от радиуса r . Если сердечник катушки тонкий, то есть $r_2 - r_1 \ll r$, то магнитное поле внутри катушки практически однородно. Величина $n = N / 2\pi r$ представляет собой число витков на единицу длины катушки. В этом случае

$$B = \mu_0 I n.$$

В это выражение не входит радиус тора, поэтому оно справедливо и в предельном случае $r \rightarrow \infty$. Но в пределе каждую часть тороидальной катушки можно рассматривать как длинную прямолинейную катушку. Такие катушки называют соленоидами. Вдали от торцов соленоида модуль магнитной индукции выражается тем же соотношением, что и в случае тороидальной катушки.

На рис. 1.17.4 изображено магнитное поле катушки конечной длины. Следует обратить внимание на то, что в центральной части катушки магнитное поле практически однородно и значительно сильнее, чем вне катушки. На это указывает густота линий магнитной индукции. В предельном случае бесконечно длинного соленоида однородное магнитное поле целиком сосредоточено внутри него.

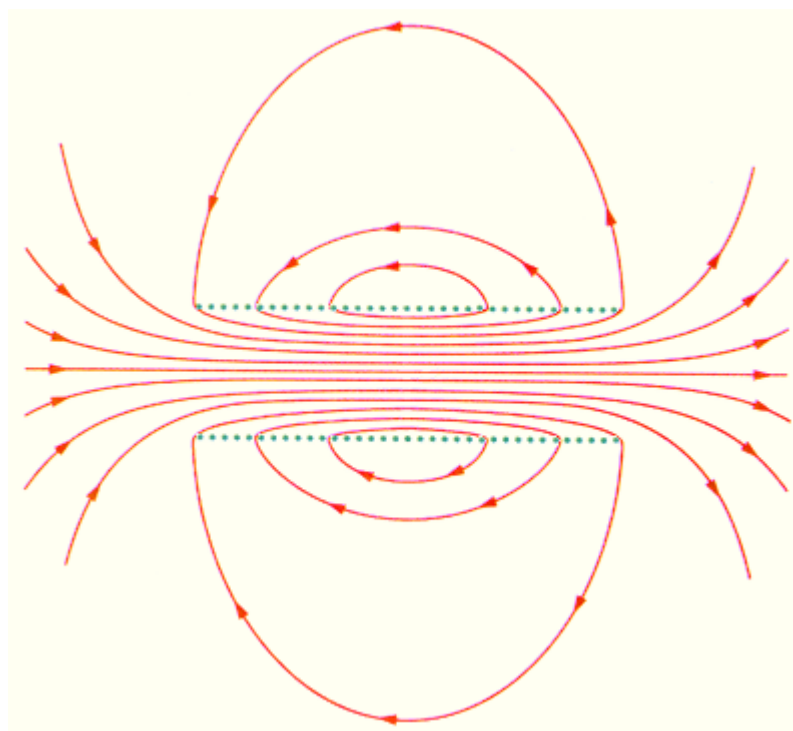


Рисунок 1.17.4.

Магнитное поле катушки конечной длины. В центре соленоида магнитное поле практически однородно и значительно превышает по модулю поле вне катушки

В случае бесконечно длинного соленоида выражение для модуля магнитной индукции можно получить непосредственно с помощью теоремы о циркуляции, применив ее к прямоугольному контуру, показанному на рис. 1.17.5.