

J. KAMOLOV, I. ISMOILOV,
U. BEGIMQULOV, S. AVAZBOYEV

ELEKTR VA MAGNETIZM

“IQTISOD-MOLIYA”



22.332 73

E-45

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI

J. KAMOLOV, I. ISMOILOV,
U. BEGIMQULOV, S. AVAZBOYEV

ELEKTR VA MAGNETIZM

5140200 – fizika va astronomiya bakalavriat yo'nalishi
talabalari uchun o'quv qo'llanma

Toshkent
«IQTISOD–MOLIYA»
2007

373336

Taqrizchilar: O'zbekiston Milliy universiteti fizika fakulteti professori, fizi-ka-matematika fanlari doktori **A.Abdumalikov**
O'zR FA Yadro fizikasi instituti yetaksi ilmiy xodimi, fizika-matematika fanlari doktori **J.Xidirov**

Kamolov Jalol

- E45** **Elektr va magnetizm:** 5140200-fizika va astronomiya bakalavriat yo'nalishi talabalari uchun o'quv qo'llanma. J.Kamolov, I.Ismoilov, U.Begimqulov, S.Avazboyev; O'zbekiston Respublikasi oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi. – T.: "IQTISOD-MOLIYA", 2007. – 280 b.
I.Ismoilov, U.Begimqulov, S.Avazboyev

O'zbekiston Respublikasida qabul qilingan «Ta'lim to'g'risida»gi qonun va «Kadrlar tayyorlash milliy dasturi» ta'lim sohasida tub islohotlarni amalga oshirishni talab qiladi. Oliy ta'limdagi islohotlar barcha fanlar bo'yicha o'zbek tilida yangi darslik va o'quv qo'llanmalarni yozilishni taqozo qiladi.

Mazkur qo'llanma mavjud «Umumiy fizika kursi. Elektr va magnetizm» (S.Tursunov, J.Jamolov, O'qituvchi, 1996 yil) o'quv qo'llanmasi asosini qayta ishlab chiqish va qo'shimcha ma'lumotlar bilan to'ldirib tayyorlangan. Qo'llanmada «Dielektriklarning xossalari va qutblanishi» kabi mavzular kengroq yoritilgan. «Elektromagnit tebranishlar va to'lqinlar» mavzulari batafsil bayon etilgan.

Shuningdek, qo'llanmada avvalgi nashrda uchragan kamchiliklarga barham berilgan.

«Elektromagnetizm» o'quv qo'llanmasidan B140200-Fizika va astronomiya bakalavriat yo'nalishi talabalari hamda akademik litsey va kasb-hunar kollejlari o'qituvchilari keng foydalanishlari mumkin.

BBK 22.33я73

KIRISH

O'z zamonasida yunon to'quvchi qizlari mokining uchiga o'rnatilgan qahrabo to'qish jarayonida ip tolalariga tegib ishqalanishi natijasida, o'ziga yengil narsalarni tortish xususiyatiga ega bo'lib qolganini sezishgan. To'quvchi qizlar sezgan bu hodisa «qahrabo hodisasi» deb nomlangan bo'lsada, keyinchalik «elektr hodisa» deb atala boshlandi. Ishqalanish natijasida o'ziga yengil jismlarni tortish xususiyatiga ega bo'lish hodisasi, «elektrlanish» deb, bunday xususiyatga ega bo'lgan jismlar esa «elektrlangan» (yoki elektr zaryadga ega) jismlar deb yuritila boshlandi. Tajriba asosida elektrlangan jismlarning o'zaro ta'siri bir-birlarini tortishish yoki itarish ko'rinishida namoyon bo'lishi aniqlangan. O'sha davrda ikki tur zaryadlar borligi qayd qilinib, teriga shisha ishqalanganda, shishada hosil bo'olgan zaryad shartli ravishda «musbat», terida hosil bo'lgan zaryad esa «manfiy» deb olingan. Shuningdek, ebonit junli matoga ishqalanganda ebonit — manfiy, mato — musbat zaryadga ega bo'ladi. Bir xil ishorali zaryadlar o'zaro itarishishi, har xil ishoralilari esa tortishishi tajribalarda aniqlangan. Ko'p asrlar o'tib, nihoyat XVI asrda ingliz olimi V. Gilbert qahrabodan boshqa 20 dan ortiq modda o'zaro ishqalanganda ham tortish xossasiga erishishlarini aniqlagan.

Oradan qariyb 200 yil o'tgach, V. Franklin, M. V. Lomonosov va G. V. Rixman (XVIII asr) o'z tajribalari bilan atmosferada ro'y beradigan «yashin» elektr hodisasi ekanligi isbot qilganlar. Nihoyat, XVIII asrning oxirlarida (1784—1785 yillar) SH. Kulon o'zi yasagan buralma tarozi yordamida o'tkazgan tajribasi asosida elektr zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchini ifodalovchi qonunni topgan. Shundan so'ng, keyingi ikki asr ichida ko'p mamlakatlarda tadqiqot ishlarini olib borgan olimlar o'zlarining kuzatish va tajribalari asosida duch kelgan yangi dalillarni gipotezayoki nazariyabilan tushuntirishgauringanlar. Olimlar, nuqtaviy elektr zaryadlar, elementar magnit qutblari yoki ikkita parallel elektr toki elementlari orasidagi o'zaro ta'sir kuchi mavjudligini kuzatgach, XIX asrning ikkinchi yarmigacha Nyutonning butun Olam tortishish qonuniga taqlid qilib, uzoq (masofadan) ta'sir bor deb qaraganlar. Amper, Puasson, Gauss, Ostrogradskiy, Veber, Kirxgof kabi olimlar rasmiy

shaklda matematik apparatdan foydalanib, nazariy hisoblagan bo'lishlariga qaramay, uzoqdan ta'sir bo'lishining fizik ma'nosi ochilmay qolgan.

Elektr va magnit maydon nazariyasining asoschisi Faradey jismlarning elektrlanishi yoki magnitlanishida ularni o'rab olgan efrda elastik deformatsiya va bunga bog'liq taranglik va bosim kabi qandaydir o'zgarish ro'y berishi asosida jismlarning elektromagnit o'zaro ta'sirini tushuntirgan. o'zaro ta'sir kuchlari mavjud bo'lgan bu fazoni *elektromagnit maydon* deb ataganlar.

Faradey aytgan elektromagnit maydonning mavjudligi haqidagi fikrni oradan 20—25 yil o'tgach, Maksvell rivojlantirdi. Maksvell tajribadan topilgan qonunlarni umumlashtirib, o'z nazariyasining asosiy tenglamalarini oldi. Bu tenglamalar asosida elektromagnit to'lqinlarning mavjudligini, yorug'likning elektromagnit tabiatini nazariy kashf qiladi. Elektromagnit to'lqinlarni birinchi bo'lib G. Gers tajribada oldi. Elektromagnit to'lqin mexanik to'lqin bo'lmay, vakuumda 300000 km/s tezlik bilan tarqaluvchi to'lqin bo'lib, materiyaning maxsus shakli kabi mavjuddir.

XIX asrning oxiri va XX asrning boshlariga kelib Lorens Maksvell nazariyasini rivojlantirib, klassik elektron nazariyaga asos soldi.

Shunday qilib, ko'p asrlar davomida, elektr va magnetizm haqida tajriba va nazariy ma'lumot rivojlanib, elektr va magnit maydon tushunchalari, ularning tabiati haqidagi fikrlar shakllana bordi.

1-bob. ELEKTROSTATIKA

1- §. Jismlarning elektrlanishi. Zaryadning saqlanish qonuni

Tinch holatda bo'lgan zaryadlar va ular atrofida mavjud bo'lgan elektr maydonning o'zaro ta'sirini miqdoriy bog'lanish bilan o'rganuvchi bo'limga *elektrostatika* deyiladi. Avvalo, jismlarning elektrlanishiga oid ba'zi hodisalarni ko'rib chiqaylik.

Elektrlanishni uch usul bilan amalga oshirish mumkin: ishqalanish, tekkizish va ta'sir orqali.

Ishqalanish yoki ta'sir usuli bilan ayrim jismlar elektrlanganda, ulardan biri musbat zaryadlansa, ikkinchisi manfiy zaryadlanadi va hamma vaqt bu zaryadlarning miqdorlari o'zaro teng bo'ladi. Boshqacha aytganda, neytral jismdagi musbat va manfiy zaryadlarning miqdorlari hamma vaqt o'zaro teng bo'ladi. Nechta musbat zaryad bo'lsa, manfiy zaryad ham shuncha bo'ladi. Yakkalangan sistemadagi zaryadlar miqdori vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu hol *zaryadlarning saqlanish qonuni* deb yuritiladi.

Hozirgi vaqtda hamma o'rta maktabning, hatto 8-sinf o'quvchilariga ham Rezerford tajribasining kinolavhasini kuzatishlari asosida olgan bilimlaridan bizga ma'lumki, biz bilgan vodorod (N), geliy (Ne), ko'mir (S), azot (N), kislorod (O) va h. k. (Mendeleyev jadvalidagi) 100 dan ortiq element atomlarining $10^{-36} - 10^{-39} m^3$ hajmli yadrosida massalari qariyb bir xil musbat zaryadli proton va zaryadsiz neytronlar joylashgan bo'lib, uning atrofida protonlar soni (Mendeleyevning davriy sistemasida elementning tartib raqamini ko'rsatuvchi son)ga teng elektronlar harakat qiladi. Har bir atom yoki umuman, har qanday jismdagi elektronlar soni undagi protonlar soniga teng bo'lsa, ular eng yaqin ($10^{-10} m$) masofada bir-birlarining o'zaro ta'siri bilan bog'langan bo'lib, atrofda boshqa muhit zaryadlariga sezilarli ta'sir qilmaydi, bunday jismlar amalda elektrlanmagan holda bo'lganligi uchun *neytral jism* yoki *neytral atom* deyiladi. Agar ma'lum bir vosita yoki kuchli energetik ta'sir bilan jismda n dona elektron ajratib olinsa, undagi elektronlar soni p taga kamaygan bo'ladi, bunday jismini musbat zaryadlangan jism deb yuritiladi, aks holda, ya'ni

jismdagi elektronlar soni, undagi musbat zaryadli protonlar sonidan ko'p bo'lsa, bu jism manfiy zaryadlangan deyiladi. Ko'pincha, metallar tezgina elektronlaridan ajralib musbat zaryadlanadi, gazlar esa (vodoroddan boshqalari), manfiy zaryadlanadi. Shuning uchun ham elektrlanishda bir jism i dona manfiy zaryadni ikkinchi jismdan ajratib olsa, ikkinchisida p dona ortiqcha musbat zaryadlar qolgan bo'ladi. Hamma vaqt neytral jismlardagi musbat va manfiy zaryadlar soni o'zaro teng bo'lib, ularning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi. Bu hol ham elektr miqdorining saqlanish qonunini tasdiqlaydi.

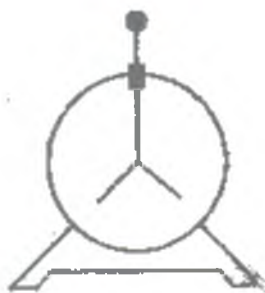
Kulon o'z qonunini amaliy isbotlar bilan taklif etganda tinch holdagi zaryadlarning masofa (uzoq)dan turib ta'sir etishini asos etib olgan. Faradey esa 39-asrning boshlarida zaryadlararo ta'sir bo'sh oraliq orqali o'z-o'zidan o'tmaydi, oraliqda, albatta mavjud bo'lgan biror muhit vositasi bilan ro'y beradi degan edi, keyinchalik bu «muhitni» elektr maydon deb yuritishga odatlanib qolingan. Haqiqatan, bunday materiya — muhitning bor ekanligini vakuumdagi biror nuqta zaryad atrofida boshqa biror zaryad kiritilganda ham kuch ta'siri ro'y berishi bilan aniqlangan. Maydondagi kuch chiziqlari va bu kuch chiziqlarining zichligiga qarab, uning har bir nuqtasida ro'y beruvchi ta'sir kuchining miqdori haqida ham fikr yurita olamiz. Qanday vosita bilan bo'lmasin obyektiv borliqning harakat shakli yoki u bilan ro'y beruvchi xossasining ongimizda aks etishi, tasvir qoldirishi sezilsa, u *materiya* deyiladi. Ta'rifga ko'ra modda materiyaning bir shakli bo'lgani kabi, maydon ham materiyaning bir shaklidir.

Aniq tekshirishlar modda va maydonning tabiati bir xil bo'lmasa ham bir necha xossalari umumiy, ya'ni bir-biriga to'g'ri kelganligini ko'rsatdi. Modda obyektiv (odamning ongiga bog'liq bo'lmagan) borliq, maydon ham obyektiv borliq. Modda energiyaga ega, maydon ham energiyaga ega, modda harakat va o'zgarish (aylanish) xossalari ega, maydon ham xuddi shunday xossalarga ega va hokazo. Modda o'z tabiati va xossalari bilan 100 dan ortiq kimyoviy zlementlar shaklida uchrasa, maydon ham tabiati turli bo'lgan gravitatsion (o'zaro tortishish), elektr, magnit, yadro va hokazo obyektiv borliqdan iborat. Shuning uchun ham maydon materiyaning shakllaridan bir turidir.

Biz endi bir necha hodisani kuzataylik. Jismning elektrlangan ekanligini ko'rsatuvchi asbob elektroskopning tashqi sharchasiga (1-rasm) bir parcha teriga ishqalangan shisha tayokchasini tegizsak, asbob ichida joylashgan metall sterjen uchiga yopishtirilgan yupqa qog'oz yaproqchalari bir-biridan uzoqlashadi; agar shu holda, tajriba uchun, shisha tayoqcha o'rniga ebonit

tayoqchani olib, uni movut parchasiga ishqalangan-dan so'ng sharchaga tegizsak, qog'oz yaproqchalari avval bir-biriga tegib, yana bir-biridan uzoqlashadi.

Shtativ yelkasiga bir uchiga yupqa qog'oz parchasi yopishtirilgan ipakipni osgach, ungateriga ishqalangan shisha tayoqchasini yaqinlashtirganimizda, yaproqchalar yugurib kelganicha shishaga tegib (2-a rasm), uning zaryadidan olgach, undan qochadi, (2-b rasm), shu holda shisha tayoqcha o'rnida movutga ishqalangan ebonit tayoqchani yaqinlashtirsak, shishadan qochgan yaproqchalar ebonitga tortiladi (2-v rasm). Bu tajriba elektr zaryadlari ikki turli ekanligini ko'rsatgani uchun shartli ravishda shisha zaryadi musbat (+) va ebonit zaryadi manfiy (-) ishorali deb qabul qilingan, ya'ni bir ismli [faqat (+) yoki (-)] zaryadlar bir-biridan qochadi, ikki ismli [(+) va (-)] zaryadlar bir-birini tortadi, deyilgan.

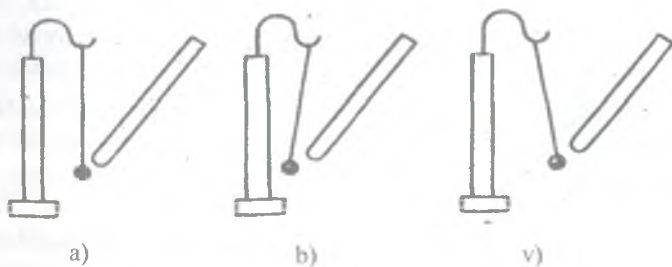


1-rasm.

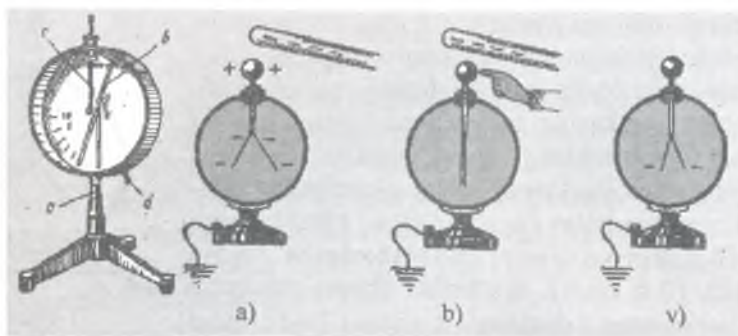
Agar elektroskop yaproqchalari qarshisiga biror ekran o'rnatib, zaryadning oz-ko'pligiga qarab yaproqcha og'ishiga mos chiziqlar chizib qo'ysak, u bilan zaryad miqdorini o'lchash mumkin bo'ladi. Bunday shkalali elektroskop *elektrometr* (3-rasm) deb yuritiladi.

Elektrometr *a* oyoqchaga o'rnatilgan ikki tomoni oyna bilan berkitilgan metall gardish bo'lib, uning ichiga gardishdan izolatsiyalangan holda *s* metall tayoqcha, tayoqchaga esa burila oladigan qilib *b* strelka, gardishning pastki qismiga, uni yerga ulash uchun *d* klemma o'rnatilgan. Oynaning bir tomoni darajalangan.

Biz yuqoridagi tajribada shisha yoki ebonit tayoqchalarning ishqalash natijasida elektrlanganini ko'rdik. Metallarni ishqalamasdan yoki tegmasdan ham elektrlash mumkin.



2-rasm.



3-rasm.

4-rasm.

Neytral holdagi elektroskop sharchasiga manfiy elektrlangan ebonit sterjen yaqinlashtirilsa (4-a rasm), sharchadagi elektronlar elektroskop yaproqlari orqali harakatlanib, sharchadan uzoqlashib boradi, yaproqchalar bir-biridan qochadi, bu manfiy zaryadlar soniga teng musbat zaryadlar sharchada ebonitdagi manfiy zaryadlar bilan bogʻlangan holda qoladi. Shu holda sharchaga barmogʻimizni tegizsak (4-b rasm) yaproqchalardagi elektronlar biz orqali yerga oʻtib ketadi, elektroskop yaproqchalari tushib, neytral holga keladi, barmoqlarimizni olsak ham, elektroskop zaryad yoʻqligini koʻrsatadi. Endi ebonit tayokchani elektroskop sharchasidan uzoqlashtiramiz, bunda ebonitning manfiy zaryadlari bilan bogʻlangan holda ajralib turgan musbat zaryadlarga yaproqchalardan elektronlar oʻtib, unda musbat zaryadlar ajralib qoladi va natijada elektroskop yaproqchalari ogʻib, zaryad borligini koʻrsatadi (4-v rasm). Bu yerda sharchadagi musbat zaryadlarning bir-biridan qochishi natijasida, ularning bir qismi yaproqchalarga oʻtgandek seziladi. Bu usulda zaryadlash, *elektr taʼsir (induksiya) usulida zaryadlash* deb yuritiladi. Hozircha yuqorida qisqagina aytilgan maʼlumot bilan chegaralanamiz.

2- §. Kulon qonuni

Jismni elektrlangan va neytral holda tarozida tortib koʻrganda ham ogʻirlik farqini sezish mumkin emas. Baʼzilar ilgari zamonda elektr zaryadi «vaznsiz suyuqlik» boʻlsa kerak, uni bir idishdan ikkinchisiga quyish mumkin deb ham oʻylaganlar.

XVIII asr oxirlarida (1785 yil) fransuz fizigi Sharl Kulon elektrlangan jismlarning oʻzaro taʼsir kuchi oz yoki koʻp boʻlishini sezib, elektrlangan

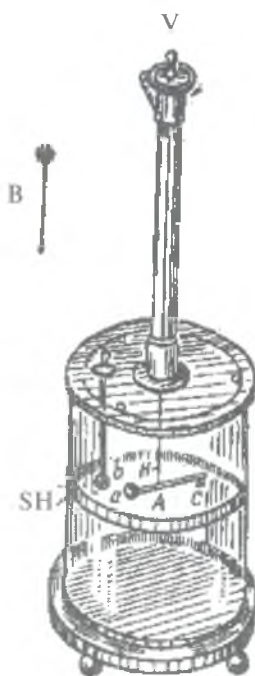
jismda elektr zaryad miqdori oz yoki ko'p bo'lishi mumkinligini payqagach, «zaryad miqdori» degan atamani ishlatadi.

Zaryadlarning o'zaro ta'sirini o'rganish uchun Kulon maxsus buralma tarozi yasab, u bilan o'tkazgan tajribalari asosida o'z qonunini kashf etgan. Kulon tarozisining tuzilishi 5-rasmda ko'rsatilgan. Ingichka elastik metall N simga yengil va izolatsiyalangan A shayin o'rtasidan osilgan bo'lib, uning bir uchida a metall sharcha, ikkinchi uchida muvozanatlovchi pesongi s yukchasi bor. Simning yuqori uchi aylantiriladigan va necha gradusga burilishini o'lchay oladigan diskalik B dastaga birkutilgan. Kattaligi xuddi shu a sharchaning kattaligicha bo'lgan va izolatsiyalangan sterjen uchiga mahkamlangan ichiga kiritilgan va a bilan bir xil balandlikda o'rnatilgan.

a va b sharchalarni ixtiyoriy zaryad miqdori bilan elektrlash uchun ularning biriga uchinchi B dielektrik dasta uchidagi zaryadlangan metall sharchani tegizamiz. Endi a va b sharchalar bir-biriga tegizilsa, teng miqdorda zaryadlangan shu sharchalar bir-birlarini itarib, biror uzoqlikda muvozanatga kelib to'xtab qoladi. Ular orasidagi masofani asbob devoridagi SH shkala orqali o'lchash mumkin. Keyin asbobning V dastasi orqali simni burab, sharchalar orasidagi masofa kamaytira boriladi va turli burchaklarda sharchalarning muvozanatda bo'lish paytida ular orasidagi masofalar ham o'lchab boriladi.

Mexanikadan bilamizki, elastik deformatsiyada burilish burchagi aylantirish momentiga mutanosib bo'ladi, avvaldan tajriba qilib simning burilish deformatsiya koeffitsiyenti (burilish burchak birligiga to'g'ri kelgan kuch miqdori) ni aniqlab olib, zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi (burilish kuch momenti orqali) ni aniqlab (amalda zaryadli sharchalarni istalgan masofaga keltirib muvozanatda saqlab) unga to'g'ri kelgan masofani yozib olgach, zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi F masofaning kvadratiga teskari

proporsional, ya'ni Kulon topgan $F \sim \frac{1}{r^2}$ xulosaga kelamiz. Kulon yana bir qator tajriba qilib, zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi zaryad miqdo-



5-rasm.

riga qanday bog'liq ekanligini alohida tekshirgan. Buning uchun a yoki b narchasiga tegish bilan undagi zaryadni yerga o'tkazib, so'ngra a sharcha b sharchaga tegizilsa, bir xil miqdorda qoldik zaryadli sharchalar bir-biridan uzoqlashib, ma'lum masofada muvozanatga kelib, to'xtab qoladi. Bu holda sharchalardagi zaryad miqdori ularning har birida ikki marta kamayganda, shu masofaga mos o'zaro itarish kuchi to'rt marta kamayganini topgan. Bu tajribada a va b sharchalarning har birida birinchi tajribada q zaryaddan bo'lganda, ular orasidagi masofa r ga, ta'sir etuvchi

kuch esa F ga teng bo'lsa, har bir sharchadagi zaryadlar miqdori $\frac{q}{2}$ dan qolgan ikkinchi tajribada, yana V dastani burash orqali sharchalar orasi shu r masofaga keltirilganda ta'sir kuch 4 marta kamaygan, bu tajribadan zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi shu zaryadlar miqdoriga, ya'ni zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri proporsional degan xulosa kelib chiqadi.

Agar b sharchani b zaryadlanmagan holda a sharchaga tegizsak, undagi zaryad miqdorining yarmi b ga o'tib, a dagi zaryad miqdori ikki marta kamayadi, dastani burash bilan zaryadlar orasidagi masofani o'zgartirmasdan, kuch o'lchansa, uning qiymati birinchi tajribadagidan to'rt marta kamayadi. Zaryadsiz B shar bilan xuddi shunday tajribani (b ga tegizib) takrorlasak, bunda ham b sharchadagi zaryad ikki marta kamayganidan kuchning yana to'rt marta kamayganiga ishongan, bundan o'zaro ta'sir kuch a hamda b sharchalar zaryadiga mutanosib ekanligi aniq bo'lgan, ya'ni kuch $F \sim q_a \cdot q_b$, umumiy holda $F \sim q_1 \cdot q_2$. Masofaga nisbatan sharlarning radiusi $R \rightarrow 0$ darajada kichik bo'lsa, undagi zaryadlarni nuqtada to'plangan, ya'ni nuqtaviy zaryad deb hisoblash mumkin. Bu holda q_1 va q_2 nuqtaviy zaryadlar uchun Kulon qonuniga tubandagi ta'rifni berish mumkin; **ikkita nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir kuchi zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri, ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lib, ularni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgandir.**

Kulon qonunining matematik ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.1)$$

yoki vektor ko'rinishida

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = -\vec{F}_{21} \quad (1.2)$$

\vec{F}_{12} va \vec{F}_{21} birinchi zaryadning ikkinchi zaryadga va ikkinchisining birinchiga ta'sir kuchi; k —zaryad, masofa va kuchlarni o'lchash uchun qabul qilingan birliklar sistemasiga bog'liq bo'lgan mutanosiblik koeffitsiyenti.

SI sistemasida (1.1) ifodadagi $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ekanligini hisobga olsak, (1.1)

quyidagi

$$F = k \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.3)$$

shaklda yoziladi. ϵ_0 -vakuumnning elektr doimiysi bo'lib, uning qiymatini aniqlash uchun zaryad miqdorlari $1 \text{ Kl} = 3 \cdot 10^9$ SGSE bo'lgan nuqtaviy zaryadlarning bir-biridan 1 m masofada turib, o'zaro ta'sir etish kuchlaridan foydalanamiz. Endi SGSE birliklar sistemasidagi dinalarda ifodalangan zaryadlararo ta'sir etuvchi kuchni Nyutonga aylantiraylik:

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2)^2} \text{ dina} = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \quad (1.4)$$

Zaryadni Kl larda, masofani esa m larda ifodalaganimizda, SI da

$$F = \frac{q^2}{4\pi r^2} \text{ N} \quad \text{ya'ni} \quad F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{C^2}{m^2} \quad (1.5)$$

(1.4) va (1.5) kuchning ikki sistemadagi ifodasi bo'lgani uchun

$$9 \cdot 10^9 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{C^2}{m^2}$$

bundan elektr doimiyning qiymatini topamiz:

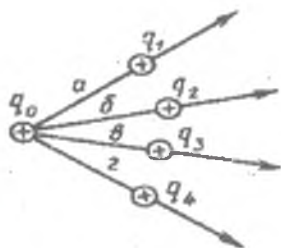
$$\epsilon_0 = \frac{1C^2}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}} = 8,85 \cdot 10^{12} \frac{\text{A} \cdot \text{c} \cdot \text{m}}{\text{J} \cdot \text{m}} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$$

Biror muhit (dielektrik) dagi zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi muhit ta'siri bilan vakuumga nisbatan ϵ marta kam bo'ladi, shuning uchun umumiy holda Kulon qonuni (1.2)

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.6)$$

shaklda yoziladi, bunda ϵ —muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi.

3-§. Elektr maydon. Maydon kuchlanganligi. Maydonlarni qo‘shilishi (superpozitsiyasi)



6-rasm..

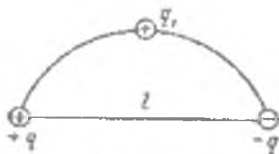
Yuqorida elektr maydonning nima ekanligini va uning ta‘rifini aytgan edik, endi maydonning xossalarini o‘rganamiz.

Agar biz biror 0 nuqtaga $+q_0$ zaryadni joylashtirgan holda tinch saqlab, uning atrofiga qandaydir a, b, v nuqtalarga sinash uchun q_1, q_2, q_3 musbat zaryadlarni kiritish bilan erkin qo‘yib yuborsak, u zaryaddan to‘g‘ri chiziq bo‘ylab (agar olingan nuqtalar atrofda bo‘lsalar,

radial bo‘ylab) to cheksizlikkacha uzoqlashadi (6-rasm). Bu radial chiziqlar zaryad joylashgan 0 nuqtaning hamma atrofini to‘ldirib, ularning kaysi biri yo‘nalishida bo‘lmasin, ixtiyoriy nuqtasiga keltirilgan paytida qandaydir kuch ta‘sirini mavjud ekanligini ko‘ramiz. Bunday kuchlar vektorlarining yo‘nalishi — q zaryad harakati tomon yo‘nalgan deb qabul qilingan. Agar biror fazoda uzoqlikda $+q$ va $-q$ zaryadlar tinch turib, ular orasidagi biror nuqtaga keltirilgan zaryad erkin qo‘yib yuborilsa, biror chiziq bo‘ylab $+q$ dan $-q$ tomon keladi (7-rasm). Umumiy holda zaryadning qo‘yilish o‘rniga qarab harakat trayektoriyasi (izi) ni ko‘rsatuvchi chiziq to‘g‘ri chiziq emas, egri chiziq bo‘lishi ham mumkin. Bu chiziqning istalgan nuqtalaridan zaryadga ta‘sir etuvchi kuch vektorining yo‘nalishi bu egri chiziqning shu olingan nuqtasidan (8-rasm) o‘tgan urinma chiziq bo‘ylab yo‘nalgan bo‘ladi. Bunday muhitlarga *elektr maydonning kuch chiziqlari* deyiladi.

Kuch chiziqlari bilan tasavvur etilgan elektr hodisada kuch ta‘sirining ro‘y berishi, uning sababchisi sifatida biror moddiy muhit borligini bildiradi. Ana shu fizik reallik — borliq biz aytgan elektr maydonining o‘zginasi bo‘lib, u materiya shakllaridan biri hisoblanadi.

Elektr maydonni xarakterlovchi bir necha fizik kattaliklar tushunchasi bilan tanishib chiqaylik.

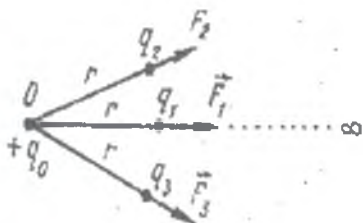


7-rasm.



8-rasm.

Agar biror 0 nuqtada $+q_0$ zaryadni o'rnashtirib, undan r uzoqlikdagi nuqtaga q_1, q_2, q_3, \dots zaryadlarni navbatma-navbat keltirsak (9-rasm), ularga turli F_1, F_2, F_3, \dots kuchlarning ta'sir etganligini ko'ramiz, ammo shu nuqtaga keltirilgan har bir zaryad miqdori birligiga to'g'ri kelgan kuchni o'lchasaq, hamma keltirilgan zaryadlar uchun bir xil qiymat kelib chiqadi, ya'ni



9-rasm.

$$\frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = \frac{F_3}{q_3} = \dots \quad (1.7)$$

Har qanday q zaryadni keltirganimizda ham shu nuqta uchun qandaydir bitta qiymat

$$\frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = \frac{F_3}{q_3} = \dots = \frac{F}{q} \quad (1.8)$$

kelib chiqadi.

Y ning son qiymati kuch chizig'i bo'yicha olingan turli nuqtalar uchun turlicha bo'ladi. Elektr maydonning ixtiyoriy bir nuqtasida musbat zaryad birligiga to'g'ri kelgan kuch miqdori bilan o'lchanib, maydonni xarakterlovchi fizik kattalikka maydonning shu nuqtadagi **kuchlanganligi**

deyiladi va Ye harfi bilan belgilanib, $E = \frac{F}{q}$ shaklda yoziladi. Kuch vektor bo'lgani uchun kuchlanganlik ham vektor, ya'ni

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad \text{bundan} \quad \vec{F} = q\vec{E} \quad (1.9)$$

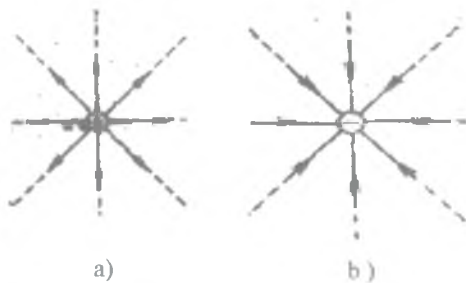
yozuvdan ham foydalanish mumkin.

Vakuum uchun Kulon qonunining ifodasi

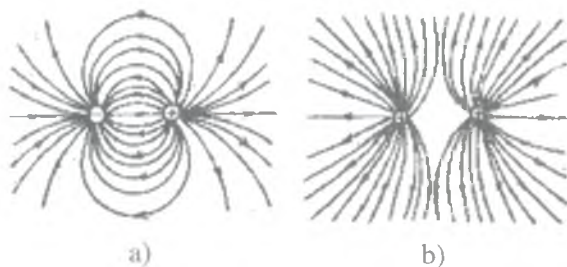
$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^3} \vec{r} \quad \text{hisobga olinsa,}$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_0}{r^3} \vec{r} \quad (1.10)$$

(1.10) ga asosan, nuqtaviy q_0 zaryad atrofidagi elektr maydon kuchlanganligi shu zaryad miqdoriga to'g'ri va masofa (oraliq)ning kvadratiga teskari proporsional degan xulosa chiqadi.



10-rasm.



11-rasm.

Agar elektr maydonning r uzoqlikda olingan nuqtasida kuchlanganlik \vec{E} bo'lsa, $2r$ uzoqlikda kuchlanganlik 4 marta kam bo'ladi.

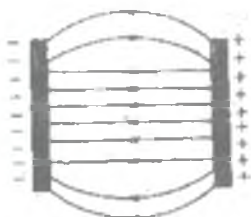
Kuch chiziqlari orqali tasavvur qilingan turli elektr maydon manzaralari 10, 11, 12-rasmlarda berilgan.

Biror uzoqlikda joylashgan $+q_1$ va $+q_2$ zaryadlarga nisbatan ixtiyoriy 0 nuqtaga $+q$ zaryadni keltiramiz, uning birlik miqdoriga to'g'ri kelgan kuch-vektorlar, ya'ni kuchlanganlik vektorlari \vec{E}_1 va \vec{E}_2 ikkita o'z radial

yo'nalishida mavjud bo'lib, ularning geometrik yig'indisi to'liq maydonning kuchlanganlik vektori \vec{E} ni beradi, ya'ni

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (1.11)$$

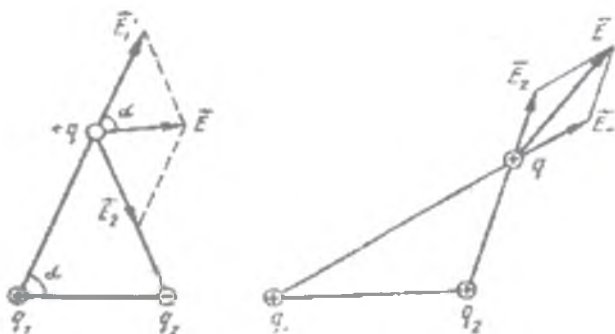
(13-rasm). $+q$ zaryadni $+q_1$ zaryad c'zidan itaradi (13-b rasm), $-q_2$ zaryad esa o'ziga tortadi (13-a rasm). Bu ikki vektor kuchlanganlar bir vaqtda ta'sir etib, $+q$ ikkala ta'sirning natijalovchi ta'siri ostida bo'ladi. Ana shu umumiy yig'indi ta'sirning son qiymati E , ular orasidagi burchak α deb olinsa, (1.11) dan



12-rasm.

$$E = \sqrt{E_1^2 + 2E_1E_2 \cos \alpha + E_2^2} \quad (1.12)$$

topilib, \vec{E} vektorning yo'nalishi \vec{E}_1 va \vec{E}_2 lar ustiga chizilgan parallelogramning diagonal bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.



13-rasm.

Agar zaryadlar joylashgan nuqtalar ko'p bo'lib, ularning ixtiyoriy biror nuqtadagi kuchlanganliklari $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3, \dots, \vec{E}_n$ bo'lsa, yig'indi vektor kuchlanganlik:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n \quad (1.13)$$

Natijaviy kuchlanganlik vektorining tashkil etuvchi kuchlanganlik vektorlarining geometrik yig'indisiga teng bo'lishi **superpozitsiya prinsipi** deyiladi.

SI da $F=1$ N va $q=1$ C bo'lsa, ya'ni 1 Kulon zaryadga 1 Nyuton kuch ta'sir etsa, shu nuqtadagi kuchlanganlikning qiymati kuchlanganlik birligi

deb qabul qilinadi, ya'ni SI da $E = 1 \frac{N}{C}$.

4- §. Ostrogradskiy - Gauss teoremasi

Bu teorema bilan tanishishdan avval ba'zi tushunchalarni eslatib o'tamiz.

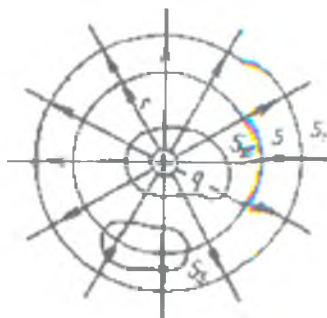
a) Zaryadning sirt zichligi.

Jismga elektr zaryad berilganda yuza birligiga to'g'ri kelgan elektr miqdori bilan o'lchanadigan kattalik zaryadlarning *sirt zichligi* deyiladi. Zaryadning sirt zichligini σ orqali belgilaymiz.

S yuzada q zaryad tekis taqsimlangan bo'lsa,

$$\sigma = \frac{q}{S} \quad (1.14)$$

bo'ladi. Sirtning shakliga qarab, sirt egriligi turlicha bo'lgan joylarda elektr zaryadning sirt zichligi ham turlicha bo'ladi.



a)



b)

14-rasm.

Zaryad sirt bo'yicha tekis taqsimlanmagan holda sirtni juda mayda sirt elementlariga bo'lib chiqaylik. U vaqtda har bir yuza elementida elektr zaryadni tekis taqsimlangan deb qarash mumkin. Bu yerda yuza elementi DS ga Dq elektr zaryad to'g'ri kelsa, zaryadning o'rtacha sirt zichligi

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\Delta q}{\Delta S}$$

bo'ladi.

Zaryad sirt zichligining sirt elementiga tegishli biror nuqtadagi haqiqiy qiymatini bilish uchun sirt elementi ΔS ni chegaralovchi yopiq muhitni shu nuqta bilan tutashib ketguncha cheksiz kichraytirishimiz kerak: u vaqtda ΔS ga moc kelgan zaryad Δq ham cheksiz kichraya boradi.

Shunday qilib, mana shu cheksiz kichrayib borayotgan ikki kattaliklar nisbatining limiti nuqtadagi zaryad sirt zichligini ifodalaydi:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (1.15)$$

b) Elektr zaryadlarning hajm bo'yicha taqsimlanishi.

Jismning (V) hajm birligiga, to'g'ri kelgan elektr zaryad (q) miqdori bilan o'lchanadigan kattalikka *elektr zaryadning hajmiy zichligi* deyiladi. Elektr zaryadining hajmiy zichligini r orqali belgilaylik.

Xuddi shu kabi, uzunlik birligiga to'g'ri kelgan elektr zaryad miqdori bilan o'lchanadigan kattalikka elektr zaryadning *chiziqli zichligi* deyiladi. Odatda, zaryadning chiziqli zichligi h orqali belgilanadi. YUqoridagi mulohazalardan foydalanib, tubandagilarni yozish mumkin:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \quad \text{va} \quad \eta = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl} \quad (1.16)$$

Bu yerda dV va dl —moc ravishda olingan hajm va uzunlik elementlari.

1. Xususiy holda q zaryadni o‘rab olgan yopiq sirt orqali o‘tuvchi maydon kuchlanganlik oqimini qarab chiqaylik. Buning uchun q nuqtaviy zaryadni vakuumda radiusi r bo‘lgan sfera markaziga o‘ratsak (14-a rasm),

sferaning hamma yerida maydon kuchlanganligi $E = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0}$ bo‘ladi va

radial yo‘nalishda bo‘lib, nuqta q zaryaddan tarqalgan kuchlanganlik kuch chiziqlarining uni o‘rab olgan yuzadan o‘tayotgan qiymati kuchlanganlik oqimini ifodalaydi. Yopiq kontur ichida olingan zaryadlarning elektr maydon kuchlanganlik oqimi, kontur shakliga bog‘liq bo‘lmay, zaryadlarning algebraik yig‘indisiga teng, ya‘ni:

$$N_E = \oint E_n dS \quad (1.17)$$

Bu tenglamani integrallaganda

$$N_E = \oint E_n dS = E_n \oint dS = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.18)$$

Muhit uchun esa

$$N_E = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.18a)$$

bo‘ladi.

q zaryadni o‘rab olgan yopiq sirt istalgan shaklda bo‘lsa ham, 14-a rasmdagi S_1, S_2, S sirtlardan o‘tuvchi kuchlanganlik oqimi N_E o‘zgarmaydi va hamma vaqt $\frac{q}{\epsilon \epsilon_0}$ ga teng bo‘ladi.

Agar olingan sirt ichida zaryad bo‘lmasa u sirtni kesib o‘tuvchi kuchlanganlik oqimi nolga teng bo‘ladi. Chunki, nechta kuch chiziq kirs, shuncha kuch chiziq chiqadi. Demak, S_1 sirtga kiruvchi kuchlanganlik oqimi bilan chiquvchi kuchlanganlik oqimi o‘zaro teng bo‘lib umumiy oqim nolga teng.

Agar, yopiq sirt ichida bir nechta q_1, q_2, q_3, \dots nuqtaviy zaryadlar bo‘lsa (14-b rasm), u vaqtda har bir zaryad uchun kuchlanganlik oqimi

$$N_1 = \frac{q_1}{\epsilon_0}, \quad N_2 = \frac{q_2}{\epsilon_0}, \quad N_3 = \frac{q_3}{\epsilon_0}, \dots, \quad N_n = \frac{q_n}{\epsilon_0}$$

bo‘lib, to‘la oqim esa

373336

$$N_E = N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n \quad (1.19)$$

yoki

$$N_E = \sum_{i=1}^n N_i = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.20)$$

bo'ladi. bu yerda q — zaryadlarning algebraik yig'indisi. Shu topilgan natijalar har qanday zaryad va zaryadlar sistemasi uchun to'g'ridir. Chunki har qanday zaryadni juda ko'p mayda qismlarga ajratib, ularga nisbatan yuqoridagi mulohazalarni yuritish mumkin.

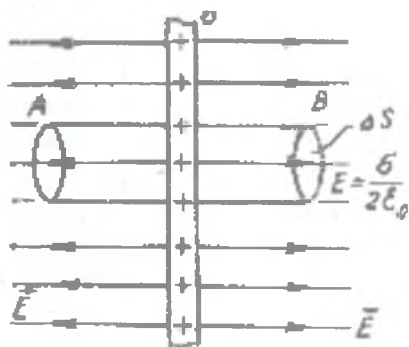
Agar yopiq sirt ichidagi zaryadlarning algebraik yig'indisi musbat bo'lsa, bu vaqtda kuchlanganlik oqimi tashqariga yo'nalgan bo'lib, musbat ishora, agar manfiy bo'lsa, kuchlanganlik oqimi ichkariga yo'nalgan bo'lib, manfiy ishora bilan olinadi.

Agar zaryadlar yopiq sirtning tashqarisida bo'lsa, kuchlanganlik chiziqlari bu sirtning turli joylarda kesib o'tiuvlari mumkin. Lekin kuch chiziqlarining har biri sirtga bir tomondan kirib, ikkinchi tomondan chiqadi. Chiziq kirganda manfiy oqim berib, chiqqanda esa musbat oqim berganligi uchun barcha tashqi zaryadlarning shu yopiq sirt orqali berayotgan umumiy kuchlanganlik oqimi nolga barobar bo'ladi.

5- §. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining tatbiqlari

a) Zaryadlangan yassi cheksiz tekislikning elektr maydoni.

Ostrogradskiy-Gauss teoremasidan foydalanib, zaryad sirt zichligi s bilan zaryadlangan yassi tekislik atrofidagi elektr maydon kuchlanganligini hisoblaylik.



15-rasm.

Bunday tekislikning hamma joyida zaryad sirt zichligi (s) bir xil qiymatga ega bo'lib, kuch chiziqlari shu tekislikka tik va ikki qarama-qarshi tomonga chiqqan bo'ladi. Masalan, 15- rasmda musbat zaryadlangan tekislik maydoni kuch chizig'ining yo'nalishi ko'rsatilgan.

Elektr maydon kuchlanganligini hisoblash uchun tekislikdan bir xil uzoqlikdagi A va B nuqtalardan o'tgan kuch chiziqlariga tik olingan konturli

DS yuza o'tkazamiz, bunda bu ikki aylana orasida DS asosli silindr hosil bo'ladi. 15- rasmda asosi DS bo'lgan silindrning yon devorlari orqali o'tgan kuchlanganlik oqimi nol bo'lib (chunki kuch chiziqlari yon sirtiga parallel va sirtini kesmaydi), hamma oqim silindr asoslaridan o'tadi, DS lar kuch chiziqlarga tik bo'lgani uchun har ikki tomonda ham oqimlar musbat bo'lib, umumiy oqim:

$$N_E = N_1 + N_2 = E \cdot 2\Delta S \quad (1.21)$$

Ostrogradskiy — Gauss teoremasidan maydon kuchlanganligi oqimi muhit uchun

$$N_E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.21a)$$

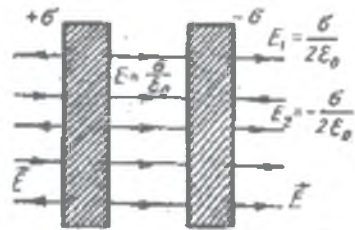
bo'lgani uchun, (1.21) bilan (1.21 a) ni taqqoslasak,

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.22)$$

ni olamiz.

Demak, zaryadlangan tekislik elektr maydon kuchlanganligi o'ng va chap tomonlarda bir xil bo'lib, A va V nuqtalarning uzoqligiga bog'liq bo'lmay, faqat zaryadning sirt zichligiga bog'liq.

O'zaro parallel va qarama-qarshi ishorali elektr bilan zaryadlangan ikki yassi tekislik berilgan bo'lsa, bunda ular orasida har ikkalasining elektr kuch chiziqlari bir tomonga yo'nalgan bo'lib (16-rasm), maydon kuchlanganligi ularning yig'indisiga teng:



16-rasm.

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.23)$$

Lekin tekisliklardan tashqaridagi o'ng va chap tomonlarda elektr kuch chiziqlari qarama-qarshi yo'nalishda bo'lganligidan $E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} + \left(-\frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon}\right) = 0$, demak, qarama-qarshi ishoali zaryadlangan ikki tekislik atrofida elektr maydon bo'lmaydi.

b) **Zaryadlangan silindrning elektr maydoni.** Uzunligi cheksiz bo'lgan va izolatsiyalangan R radiusli silindrda zaryad tekis taqsimlangan, deb hisoblaylik. Elektr kuch chiziqlari esa silindr o'qiga nisbatan radial ravishda yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun \vec{E} vektorlari hamma yerda silindr sirtining istalgan nuqtasiga tushirilgan normal n ga parallel bo'lib, silindrning hamma nuqtasida

$$Ye = \text{const}$$

bo'ladi.

Uzunligi l , ko'ndalang kesimi r radiusli tashqi silindr qismini olsak, uning tubi va sti orqali o'tadigan kuchlanganlik oqimi nolga teng bo'ladi, chunki vektor \vec{E} tub va ust normaliga tik, shuning uchun sirdan o'tadigan kuchlanganlik oqimi

$$N_E = \int E_n dS = 0 \quad (1.24)$$

bo'ladi.

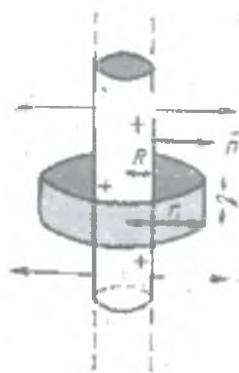
Zaryadlangan silindrning l uzunlikdagi yon sirtida $q = 2\pi Rl\sigma$ elektr miqdori bor. bunda R zaryadlangan silindrning radiusi (17-rasm).

Ostrogradskiy—Gauss teoremasi bo'yicha kuchlanganlik oqimi

$$N_E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{2\pi Rl\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$$

$$E = \frac{N_E}{S} = \frac{2\pi Rl\sigma}{2\pi r l \epsilon_0 \epsilon}$$

bundan



17-rasm.

$$E = \frac{R\sigma}{r\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.25)$$

bo'ladi.

Demak, yuqoridagi shartga muvofiq zaryadlangan silindrning elektr maydon kuchlanganligi bu silindr o'qidan berilgan nuqttagacha bo'lgan oraliq r ga teskari proporsional bo'lar ekan.

v) **Zaryadlangan sfera - sharning elektr maydoni.** Agar sharning sirtida q zaryad tekis taqsimlangan bo'lsa, zaryadning sirt zachligini s bilan belgilab, biz quyidagi ifodani yoza olamiz:

$$q = 4\pi R^2 \sigma \quad (1.26)$$

bunda R —shar radiusi. Endi bu sharni radiusi r bo'lgan ikkinchi konsentrik shar sirti bilan o'raylik (18-rasm), bu vaqtda shu sirt orqali o'tgan to'la maydon kuchlanganlik oqimi

$$N_E = \oint E_n dS = 4\pi r^2 E$$

bo'ladi, chunki \vec{E} va \vec{n} o'zaro parallel. Ikkinchi tomondan Ostrogradskiy—Gauss teoremasiga ko'ra kuchlanganlik oqimi

$$N_E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon}$$

va

$$N_E = 4\pi r^2 E$$

bundan:

$$E = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0 \epsilon} \quad (1.27)$$

Bu formulalar zaryadlangan sharning markazidan r masofada bo'lgan maydon kuchlanganligini beradi.

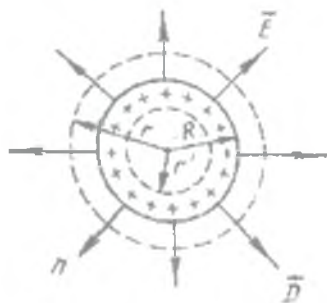
Sharning sirtida tekis taqsimlangan zaryadning maydon kuchlanganligi zaryadlarning shu shar markazida to'planganda hosil etadigan maydon kuchlanganligiga teng. Bundan ko'rinadiki, R radiusli zaryadlangan sharning uning markazidan r masofada bo'lgan kuchlanganlik sharning radiusiga bog'liq emas, shu zaryad q shar markazida bo'lgan holatida hosil bo'luvchi maydon kuchlanganligini beradi.

Zaryadlangan shar sirti ichida ($R > r$), r ' radiusli sfera ichida, zaryad bo'lmagan uchun kuchlanganlik oqimi Ostrogradskiy — Gauss teoremasiga asosan nolga tengdir.

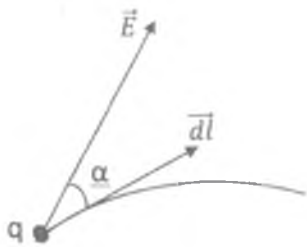
6-§. Elektr maydonning bajargan ishi. Elektr maydonning potentsiali

Avval zaryadning elektr maydonda ko'chish ishini hisoblab, so'ng uning potentsiali bilan tanishamiz.

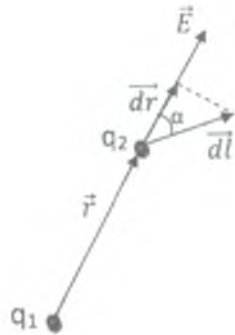
Biror zaryad atrofida r uzoqlikda bo'lgan elektr maydondagi q zaryadga $(\vec{f} \wedge d\vec{l}) = \alpha$ burchak ostida ta'sir etuvchi f kuch uni dl masofaga ko'chirib



18-rasm.



a)



b)

19-rasm.

(19- a rasm) $dA = f dl \cos \alpha$ ishni bajaradi, bunda $f = qE$ ekanligi hisobga olinsa,

$$dA = qEd \cos \alpha$$

q_1 atrofida r uzoqlikda bo'lgan q_2 zaryad dl ga (19-b rasm) ko'chib, $dl \cos \alpha = dr$. Kulon qonuniga asosan $f = \frac{q_1 q_2}{\epsilon_0 \epsilon r^2 4\pi}$ bo'lgani uchun ish esa

$dA = \frac{q_1 q_2}{\epsilon_0 \epsilon 4\pi} \cdot \frac{dr}{r^2}$ bo'ladi, ϵ -muhitning dielektrik singdiruvchanligi.

Umumiy ishni hisoblash uchun bu elementar ishni integrallasak,

$$A = \int dA = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon \epsilon_0} \int \frac{dr}{r^2} \quad (1.28)$$

Bu integralni zaryadni r_0 dan r masofagacha ko'chirishga tadbiiq etsak, bajarilgan ish

$$A = \left(\frac{q_1 q_2}{\epsilon r_0} - \frac{q_1 q_2}{\epsilon r} \right) \frac{1}{4\pi \epsilon_0} = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) \quad (1.29)$$

bo'ladi.

q_2 zaryad r_0 dan cheksizlik (∞)ga ko'chsa, $\frac{1}{r} \rightarrow 0$ bo'lib, $A_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r_0}$ bo'ladi. Bu A_0 ish q_1 zaryaddan r_0 masofadagi q_2 zaryadni cheksizlikka

ko'chishida bajara olishi mumkin bo'lgan ish miqdori bo'lib, maydonning r_0 masofada bo'lgan nuqtadagi potensial energiyasi W_0 ni ifodalaydi, ya'ni $A_0 = W_0$, shuningdek, r masofada $A = W$.

Agar q zaryad r_0 masofadan r masofaga ko'chsa, bu $r - r_0$ masofada bajargan ish potensial energiya kamayishiga teng bo'ladi. Umuman $r \rightarrow \infty$

bo'lganda $W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}$ bo'lgani uchun

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_0} \quad (1.30)$$

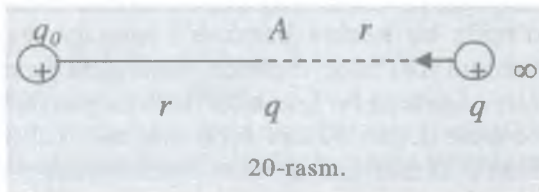
deb yozsak bo'ladi.

Cheksizlikdan q_0 zaryad maydonining biror r nuqtasiga q zaryadni keltirishda (20-rasm) bajarilgan ish $A_{\infty r}$ bo'lsa, zaryad birligiga to'g'ri

kelgan ish miqdori $\frac{A_{\infty r}}{q}$ bo'lib, bu nisbat keltirilgan zaryad miqdoriga bog'liq bo'lmay, maydonning shu nuqtasi uchun doimiy bo'ladi. Agar keltirilgan zaryad miqdori p marta ko'p bo'lsa, ish ham p marta katta

bo'lib, $\frac{A_{\infty r}}{q}$ nisbat ilgari bitta qiymatga ega bo'ladi.

Shu nuqtaga q_1, q_2, q_3 zar-



20-rasm.

yadlar kelishida A_1, A_2, A_3 ishlar bajarilsa ham $\frac{A_1}{q_1} = \frac{A_2}{q_2} = \frac{A_3}{q_3} = \dots = \frac{A}{q}$

doimiy (konstanta) bo'ladi. Bu $\frac{A}{q}$ qiymat maydonni xarakterlash uchun kattalik sifatida «potensial» deb qabul qilingan:

$$\frac{A}{q} = \varphi \quad (1.31)$$

Birlik musbat zaryadni cheksizlikdan maydonning biror nuqtasi (r) ga keltirishda bajarilgan $\frac{A}{q}$ ish miqdori bilan o'lchanib, maydonni

xarakterlovchi kattalikka *shu nuqtaning potentsiali*, deb olingan. Sida potentsialning o'lchov birligi qilib «volt» qabul qilingan. / *Kl zaryadni cheksizlikdan elektr maydonning biror nuqtasiga ko'chirishda 1 J ish bajsarilsa, shu nuqtadagi potentsial qiymati 1 volt deyiladi:*

$$\varphi = \frac{A}{q}$$

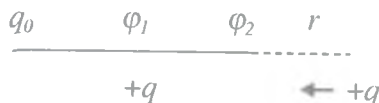
bundan

$$\varphi = \frac{1J}{1C}$$

Ishni hisoblashda $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ formuladan foydalanamiz (21-rasm). Amalda biz potentsialning absolut qiymati bilan emas, ish va energiyani hisoblashda potentsial ayirmasini *kuchlanish* nomi bilan $(\varphi_1 - \varphi_2) = U$ ni qo'llaymiz.

(1.29) formuladan ko'rinadiki, maydonning bajargan ishi yo'lning shakliga bog'liq bo'lmay, faqat boshlang'ich va oxirgi holatga bog'liq holda bitta qiymatga ega bo'ladi. Shunday shartni qondiruvchi maydonlar *potensial maydonlar* deyiladi. Shunday qilib, nuqtaviy zaryadning elektrostatik maydoni potentsial maydon bo'lib hisoblanadi. Agar bitta nuqtaviy zaryad o'rnida bir nechta harakatsiz nuqtaviy zaryadlar sistemasi bo'lganda, vakuum yoki biror muhitda, superpozitsiyaprintsi pi asosidazaryadi sistema zaryadiga teng bo'lgan bitta tinch turgan nuqtaviy zaryad bilan olinsa ham bo'ladi, degan xulosa kelib chiqadi. Ya'ni ularning umumiy maydoni ham potentsial maydondan iborat bo'ladi.

Har qanday maydon (gravitatsion, elektrostatik) ning kuchi bajargan ishi yo'lning faqat boshlang'ich va oxirgi holat nuqtasiga bog'liq bo'lib, trayektoriya shakliga bog'liq bo'lmaydi. Bunday kuch *potensial kuch* deb yuritiladi.



21-rasm.



22-rasm.

Agar elektrostatik maydonda zaryad biror l nuqtadan 22-rasmda ko'rsatilgancha 3 nuqta orqali 2 nuqtaga ko'chirilib, keyin u boshqa yo'1 2-4-1 orqali qaytib kelsa, har ikkala holda maydon kuchlarining bajarigan ishlari bir xil bo'ladi $A_{132} = A_{241}$. Borishda bajarilgan ish musbat deb olinsa, q qaytishda manfiy bo'ladi. $A_{132} = -A_{241}$ shuning uchun berk yo'1 13241 bo'yicha bajarilgan ish nolga teng:

$$A_{132} - A_{241} = A_{13241} = 0$$

Agar yagona zaryad egri chiziq bo'ylab ko'chirilganda, bajarilgan ish uchun egri chizikli integral $A = \int Fdl \cos\alpha$ olishga to'g'ri keladi, berk kontur uchun kuchlanganlik vektor $\oint qEdl = 0$ yoki zaryad doimiy bo'lganda

$$\oint Edl = 0 \quad (1.32)$$

maydon kuchlanganligining sirkulatsiyasi (aylanishi) nol bo'ladi. (1.32) tenglama elektrostatikaning asosiy tenglamalaridan bo'lib hisoblanadi.

7-§. Ekvipotensial sirtlar. Potensial gradiyenti

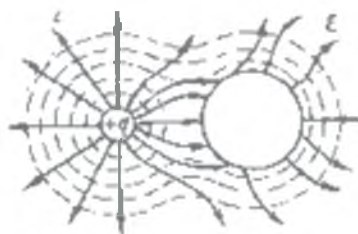
Nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganlik vektori va potensialini yozaylik:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \vec{r} \quad \text{va} \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r}$$

Bulardan ko'rinadiki, ma'lum radiusli sferik sirtning hamma nuqtalarida potensial bir xildir. Elektr kuch chiziqlari esa radiuslar bo'yicha yo'nalgan. Demak, elektr kuch chiziqlari bir xil potensialga ega bo'lgan sirtga tik ravishda yo'nalgan bo'ladi. Elektr kuch chiziqlarini tasvirlovchi maydon kuchlanganligining yo'nalishi potensial kamayib ketayotgan tomonga qaratilgandir. Hamma nuqtalarda potenciallari bir xil bo'lgan sirtlarni ekvipotensial sirtlar deb ataladi.

Yolg'iz olingan musbat va manfiy nuqtaviy zaryadlar maydoni, musbat va manfiy zaryadlangan ikki parallel plastinkaning bir jinsli maydonini tasvirlovchi kuch chiziqlari vaekvipotensial sirtlar 23 va 24-rasmlarda ko'rsatilgan. Bu rasmlarda ekvipotensial sirtlar punktir chiziqlar bilan tasvirlangan.

Vakuumda yoki izotrop dielektrikda olingan nuqtaviy zaryad uchun markazidashu zaryad joylashgan sferiksirtlar ekvipotensial sirtlar bo'lib



25-rasm.

xizmat qiladi. Zaryadlangan tekislik (plastinka) uchun unga parallel turgan tekisliklar ekvipotensial sirtlar bo'ladi. Boshqa holatlarda manzara yana ham murakkabroq bo'lishi mumkin (25-rasm).

Bu rasmda musbat zaryadlangan kichik shar maydonida zaryadlanmagan katta shar o'rnatilganda hosil bo'lgan natijaviy maydonni tasvirlovchi ekvipotensial sirtlar va elektr kuch chiziqlari ko'rsatilgan.

Ekvipotensial sirt bo'yichaharakatlanuvchi zaryad hech qanday ish bajarmaydi, chunki sirtning hamma nuqtalarida potensial bir xil bo'lganligi uchun zaryad ko'chishida potensialning farqi bo'lmaydi.

Endi potensialning gradiyenti haqida to'xtab o'tamiz. Elektr maydonda bir-biriga yaqin ikki nuqtadagi potentsiallar ayirmasi dj bilan kuchlanganlik \vec{E} orasidagi bog'lanishni quyidagi tartibda ko'rsatish mumkin. Birlik musbat zaryad bir nuqtadan unga juda yaqin ikkinchi nuqtaga ko'chishda elektr kuch chiziqlari bo'ylab harakat qiladi. Demak, shu nuqtadan ekvipotensial sirtga tik ravishda dl yo'l o'tadi, bajarilgan elementar ish Edl esa potensial kamayishi — dj ga teng bo'ladi.

$$Edl = -dj$$

demak,

$$E = -\frac{d\varphi}{dl} \quad (1.33)$$

Demak, kuchlanganlik ekvipotensial sirtgatikolinga uzunlikbirlikiga to'g'ri keluvchi potensial tushishiga barobar. Bir jinsli elektr maydonning oraliq'i d bo'lgan ikki nuqtasidagi potentsiallar φ_1 va φ_2 bo'lsa,

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$$

bo'ladi.

Umuman, hap qanday skalyar kattalikning kamayib ketayotgan tomoniga qaratilgan hosilasini xarakterlovchi vektor shu skalyar kattalikning gradiyenti deb yuritiladi. Shunday qilib, elektr maydon kuchlanganlik vektori \vec{E} elektr maydon potentsiali j ning gradiyenti bo'lib,

$$\vec{E} = -grad\varphi \quad (1.35)$$

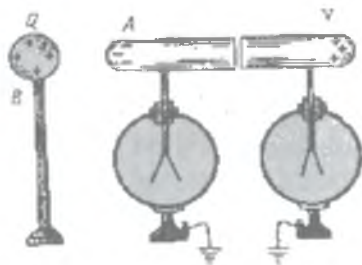
shaklda yoziladi. (1.35) tenglamadan ko'rinadiki, elektr maydon kuchlanganligi maydon potentsiali kamayib boruvchi tomonga yo'nalgan ekan.

8-§. Elektr maydonda o'tkazgichlar

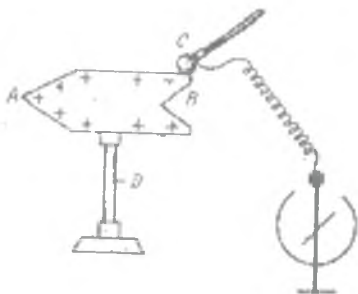
O'tkazgich moddada, asosan metallarda, erkin, kristall panjara tugunlariga bog'liq bo'lmagan elektronlar mavjud, ular gaz molekulari kabi metall ichida tartibsiz harakatda bo'ladi. Agar biror metall bo'lagini elektr zaryadlangan jism yaqiniga keltirsak, undagi elektronlar bir tomonga o'tib, qarshi tomonida elektronlar kamayadi va u musbat zaryadlanadi. Shu holda ikki qismga ajratilgan metalldagi musbat va manfiy zaryadlarni bir-biridan ajratish mumkin (ta'sir bilan zaryadlash yoki elektrostatik hodisani eslang).

Avval ikkita A va V metall silindrchalarni izolyatsiya qilingan gorizontol holda (26-rasm) shtativda o'rnatib, ularni alohida-alohida elektroskoplarga o'rnatamiz. Elektroskop strelkalari nolni ko'rsatib turadi, silindrchalarni yaqinlashtirib bir-biriga tegizganimizda ham elektroskoplar nolni ko'rsatadi. So'ngra biror zaryadlangan sharchani yaqinlashtirsak, har ikkala elektroskop ham zaryad borligini ko'rsatadi, ularning strelkasi og'adi, shu holda ikkita silindrchani bir-biridan uzoqlashtiramiz, lekin elektroskop strelkasi og'ganicha qoladi. Bu tajriba ko'rsatadiki, keltirilgan B sharcha zaryadi musbat bo'lsa, A metall silindrchaning manfiy zaryadlari, ya'ni elektronlari B tomon o'tib, musbat zaryadlari esa V silindrchaga tomon kuchadi. V ning elektronlari A silindrchaning musbat zaryadga yaqin tomoniga ko'chib, uning qarshi tomonidan ketishi bilan o'rnini musbat zaryadlangan zarralar egallaydi. Keyin shu holda musbat zaryadli B sharni silindrchadan uzoqlashtirsak, musbat va manfiy zaryadli elektroskoplarning strelkalari og'ganicha qoladi. Bundan ko'rinadiki, metallarda erkin elektronlar bo'lib, tashqi maydon ta'siri metall-kristall jismdagi musbat tugunlardan ozod holda bo'lgan elektronlar, manfiy zaryadlar bir tomon, musbat zaryadlar o'nga qarama-qarshi tomonda to'plangan bo'ladi. Agar A va V silindrchalar musbat zaryadli B shar uzoqlashgandan so'ng yaqinlashtirib, bir-biriga tegizilsa, ularning zaryadlari neytrallashib, elektroskop strelkalari nolni ko'rsatadi.

Demak, metall (o'tkazgich)larda erkin elektronlar mavjud bo'lib, tashqi maydon ta'sirida maydon kuch chiziqlari yo'nalishiga qarshi tomon yo'naliwida harakat qilishlari mumkin. Ammo metallga bir jinsli tashqi elektr maydon ta'sir etmasa, ular



26- rasM.

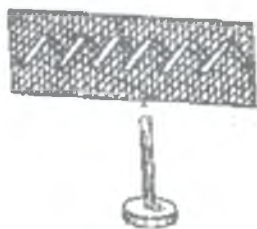


27-rasm.

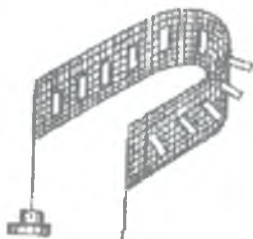
shakldagi metall jismni o'rnatib, uni elektrlaymiz (27-rasm).

So'ngra izolator dastaga o'rnatilgan va elektroskopga sim orqali ulangan S metall sharchani idish devorining turli joylariga tegizamiz. Alohida A ga yoki alohida V ning ichki qismiga tegizib, sharchaning prujina-sim orqali ulangan elektrometr ko'rsatishini kuzatsak, ko'ramizki, A da zaryad ko'p bo'lgani uchun strelka ko'proq va V da zaryad kam bo'lgani uchun strelka kamroq og'adi. Bundan zaryad zichligi A da katta, V da esa kamligi kuzatiladi.

Agar jism 28-rasmda ko'rsatilgan sim to'r shaklida bo'lsa, to'rning tashqi sirtida zaryad zichligi katta, ichki (botiq) qismida kam. Jismning sirti kamaya borib, simning uchi kichik bo'lsa, zaryadlar zichligi shunday ko'payadiki, undan elektronlar chetga ucha boshlaydi. Buni Franklin parragi (g'altagi) aylanishidan kuzatamiz (29-rasm).



a)



b)

28-rasm.

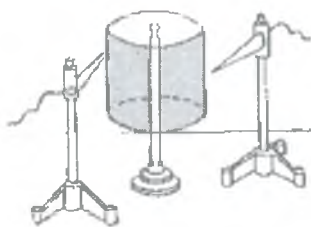


29-rasm.

Agar elektrometrga ulangan sinov sharcha S ni uziib olmasdan (27-rasm) tashqi sirt bo'ylab surilsa, elektrometr ko'rsatishi — potensial hamma joyda bir xil ekanligini ko'rsatadi.

Vertikal o'qning ingichka uchida osilgan yengil silindrning qarama-qarshi tomonidan yaqinlashtirilgan metall uchlaridan zaryadlarni uchib chiqishi natijasida elektr shamol hosil bo'lib, silindrning aylanma harakatini kuzatish mumkin (30-rasm).

Bulardan tashqari, metall to'r ichida zaryad bo'lmasligi hodisasidan kuzatuvchini yoki ba'zi asboblarni elektrostatik himoya qilishlarda foydalanish mumkin.



30-rasm.

9-§. Dipol va uning elektr maydoni

Bir-biridan juda kichik masofada joylashgan bir xil zaryad miqdoriga ega bo'lgan, qarama-qarshi ishorali ikkita nuqtaviy zaryadlar sistemasi *dipol* deyiladi. Dipol musbat zaryadini zaryadlar oralig'igako'paytmasi *dipol moment* deyiladi. U *vektor kattalik* bo'lib, zaryadlarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq, ya'ni dipol o'qu bo'yicha yo'nalgan bo'ladi:

$$p = ql \text{ yoki } \vec{p} = q\vec{l} \quad (1.36)$$

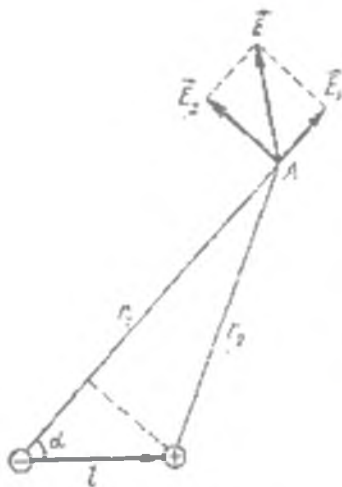
bu yerda \vec{p} — dipolning elektr momenti, l — dipolning yelkasi (ikki zaryad oralig'i), q — uning musbat zaryadi.

Dipollarni o'rganishdan asosiy maqsad dielektriklarni elementar dipollardan iborat deb qarab, elektr hodisalarini o'rganishimizga asos bo'ladi.

Dielektrikda har bir yolg'iz olingan kristall tugun (ion)ni dipol deyish mumkin. Bu holda dipolning umumiy elektr maydoni deganda uning hamma musbat va manfiy zaryadlari o'zlarining atrofidagi fazoda mustaqil elektr maydonga ega, ixtiyoriy istalgan nuqtada dipol maydonining kuchlanganligini aniqlash uchun har ikkala muobat va manfiy zaryadlar maydonlarining shu aniqlanayotgan nuqtalardagi kuchlanganligini topib, so'ng superpozitsiya prinsipiga asosan kuchlanganliklarning geometrik yig'indisini olishga to'g'ri keladi.

Faraz etaylik, X o'qi yo'nalishidagi uzunligi l bo'lgan dipolning zaryadlari $+q$ va $-q$ bo'lsin, koordinatasi $A(x, u)$ bo'lgan nuqtada r yo'nalishdagi kuchlanganligi \vec{E}_1 va unga tik yo'nalishdagi kuchlanganligi \vec{E}_2 bo'lsin (31-rasm).

A nuqta koordinatalar sistemasi boshidan ancha uzoqda deb qarasaq, q nuqtaviy zaryadning r uzoqlikdagi kuchlanganligi:



31-rasm.

$$E = \frac{F}{q} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Biz kuzatayotgan A nuqta vakuumda bo'lsa, uning kuchlanishi:

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{r_1 - r_2}{r_1 \cdot r_2} \quad (137)$$

31-rasmdan taqriban $r_1 - r_2 = l \cos \alpha$, $r_1 r_2 = r^2$ deb olsak, (1.37) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$U = \frac{ql \cos \alpha}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \alpha \quad (1.37a)$$

Kuchlanish bilan maydon kuchlanganligi

orasida $E = -\frac{\partial U}{\partial r}$ bog'lanish mavjud bo'lganligi uchun maydon kuchlanganligining r yo'nalishdagi tashkil etuvchisi:

$$E_1 = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{p}{2\pi\epsilon_0 r^3} \cos \alpha \quad (1.38)$$

Unga tik yo'nalgani esa

$$E_2 = -\frac{\partial U}{\partial \alpha} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sin \alpha \quad (1.38a)$$

bo'ladi.

Superpozitsiya prinsipi ga asosan A nuqtadagi umumiy kuchlanganlik

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (1.39)$$

Uning son qiymati esa

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \alpha} \quad (1.39a)$$

(1.39a) dan ko'rinadiki, dipolning A nuqta dipol chizig'i bo'yicha olingan to'g'ri chiziq ustida bo'lsa, $\alpha=0$ bo'lib,

$$E = \frac{P}{2\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.39b)$$

agar A nuqta dipol chizig'ining o'rtasiga tik $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ravishda olingan to'g'ri chiziq ustida bo'lsa,

$$E = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.39v)$$

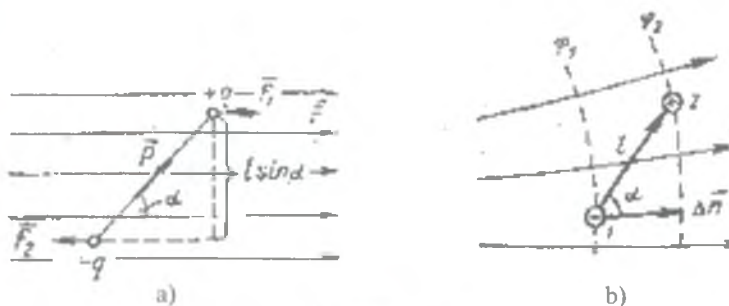
hosil bo'ladi. Demak, dipol chizig'i yo'nalishida olingan nuqtadagi maydon kuchlanganligi unga tik chiziq ustida olingan kuchlanganlikdan ikki marta katta bo'lar edi.

10-§. Elektr maydonda dipol

Bir jinsli (kuch chiziqlar parallel) elektr maydonning dipolgata'sirini ko'rib chiqaylik (32-a rasm).

Bunday maydon fazoda ikkita parallel qarama-qarshi ismli zaryadlar bilan elektrlangan tekislik orasida bo'lishi mumkin. Dipolning har bir q zaryadiga qE kuch ta'sir etadi. Bu kuchlar uzunligi l bo'lgan dipol zaryadlariga qarama-qarshi yo'nalishda ta'sir etib (32-b rasm), juft kuch momenti M hosil bo'ladi. Agar dipol momenti tashqi elektr maydon kuchlanganligi bilan ma'lum α burchak hosil qilsa, unga ta'sir etuvchi kuch momenti (32-a rasmdan) quyidagicha ifodalanadi:

$$M = Fl \sin \alpha = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha \quad (1.40)$$



32-rasm.

Bu tenglamadagi r —dipol momenti, $\alpha = (\vec{p} \wedge \vec{E})$ —dipol momenti bilan kuchlanganliklar orasidagi burchak, M — kuch - momenti, (1.40) kuch momentining son qiymatidir. Uning vektor shaklda yozilishi quyidagicha:

$$\vec{M} = [\vec{p} \vec{E}] \quad (1.41)$$

Uning yo'nalishi \vec{p} va \vec{E} vektorlarga tik bo'lib, *parma sistemasini tashkil qiladi* (33-rasm).

Juft kuch (F) dipolning kuchlanganlik vektori yo'nalishi tomon burishga intiladi (32-a rasm).

Dipol bir jinsli bo'lmagan elektr maydonga kiritilganda, uning ekvipotensial sirtlar orasidagi energiya

$$W = -q\varphi_1 + q\varphi_2 = q(\varphi_2 - \varphi_1)$$

bo'lib, dipol uzunligini judakichik desak,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{d\varphi}{dn} \Delta n$$

ni yozish mumkin, bu yerda Δn ekvipotensial sirtgatushirilgan normal, buning son qiymati (32-b rasm)

$$\Delta n = l \cos \alpha$$

$E = -\frac{d\varphi}{dn}$ ni hisobga olsak, $M = ql \frac{d\varphi}{dn} \cos \alpha$ ni $M = p \frac{d\varphi}{dn} \cos \alpha$ deb yozish mumkin yoki energiya

$$W = -pE \cos \alpha = -(\vec{p} \vec{E}) \quad (1.42)$$

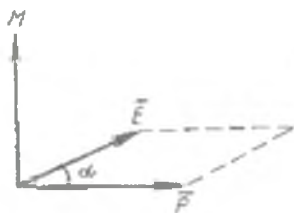
gateng bo'ladi. Bir jinsli bo'lmagan elektr maydondadipol markazi Dn masofaga siljiganida bajarilgan ish dA , uning potensial energiyasining kamayishi— dW ga teng, (1.42) formulani differensiallab elementar ish ifodasini hosil qilamiz:

$$dA == dW = -pE \sin \alpha d\alpha + p \cos \alpha dE$$

Di polning siljishi kuchlanganlikyo'nalishida

bo'lgani uchun $dE = \frac{dE}{dn} dn$ va (1.40) ni

hisobga olsak, yuqoridagi tenglik quyidagi ko'rinishga keladi:



33-rasm.

$$dA = -M d\alpha + p \frac{dE}{dn} dn \cos\alpha$$

Bundagi $dA_1 = M d\alpha$ juft kuch momenta ta'sirida di polning aylanishida

bajarilgan, $dA_2 = p \frac{dE}{dn} dn \cos\alpha$ di polning massa markazini dn ga

$F = p \frac{dE}{dn}$ kuch ta'siri ostida ko'chishida bajarilgan ish; $a = 0$

bo'lganda, ish $dA_1 = 0$,

$$dA_2 = p \frac{dE}{dn} dn \cos\alpha$$

kuch

$$F = p \frac{dE}{dn}$$

11-§. Dielektrikning xossalari va qutblanishi

a) Dielektrikning tuzilishi.

Ba'zi jismlarda bo'lgan zaryadlar orasidagi masofa atom yoki molekulalar o'lchami tartibida 10^{-10} m yoki yana ham kichik bo'lsa, ular orasidagi elektr maydon kuchlanganligi katta bo'ladi. Shunday tuzilishdagi qattiq jismlarning ba'zilarida kristall tuguniga (yadroga) bog'lanmagan erkin elektronlar uchraydi, bu'lar metall ichida ixtiyoriy hamma tomonga erkin harakat qila oladilar, bunday jismlar o'tkazgichlar deyiladi. Bulardan tashqari, shunday kattik jismlar borki, ularda erkin elektronlar yo'q deyish mumkin. Ulardan o'tgan toklarni mavjud bo'lgan o'lchov asboblari orqali kuzata olmaymiz. O'zidan elektrni o'tkazmaydigan yoki yomon o'tkazadigan bunday jismlarni *dielektr (izolator)lar* deyiladi. Bularga tashqi elektr maydon bilan ta'sir etsak ham undagi elektronlar o'z o'rnilarida tebranib, elektr o'tkazuvchanlik ro'y bermaydi. Metallarga nisbatan dielektriklardagi elektr o'tkazuvchanlik 10^{20} martagacha kam bo'ladi, absolut izolator yo'q, havo, sof suv, suyultirilgan ko'pchilik gazlar, suyuq havo, qattiq jismlardan olmos, oltingugurt, kvars, slyuda, shisha, rezina, ipak va hokazolar ham izolator hisoblanadi.

Temperatura ko'tarilishi bilan metallarning elektr o'tkazuvchanligi kamaysa, dielektrlarda aksincha, elektr o'tkazuvchanligi ortadi. Bu shuni ko'rsatadiki, normal sharoitdagi dielektrlarning elektron va yadrolari o'zaro juda katta kuchlanganlik bilan shunday qattiq bog'langanki, biz qo'yg'an kuchlanishga moc kuchlanganlik ta'sirida elektronlar o'z atom yoki molekulasidan ajralmaydi. Shu munosabat bilan dielektrikning ba'zi xossalari qarang chiqamiz.

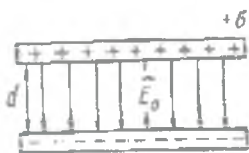
b) *Dielektrikning qutblanishi.*

Ikkita bir-biridan d masofada o'zaro parallel o'tatilgan metall plastinalar musbat va manfiy zaryadlangan bo'lib, plastinalardagi zaryadning sirt zichligi σ_+ va σ_- bo'lsin. Ular orasidagi muhit vakuum bo'lsa, musbat zaryadlangan plastinadan zlektr maydon kuch chiziqlarining hammasi manfiy zaryadlangan plastinaga yetib boradi. Bu holda vakuumdagi elektr maydon

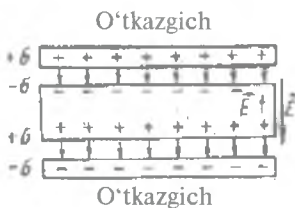
kuchlanganligi $E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ bo'ladi.

Agar vakuum o'rnida izolatsiyalangan metall o'tkazgich kiritilsa, uning erkin elektronlari σ_- dan chiqqan kuch chiziqlari bilan bog'lanib, o'tkazgichning σ_- tomondagi sirti musbat zaryadlanadi va shu zaryadlar orqali dan chiqqan kuch chiziqlarga teng kuch chiziqlari plastinkaga borib yetadi (34-b rasm), Metall ichida maydon bo'lmay, ga yetgan kuchlanganlik bo'ladi.

Agar o'rtadagi vakuum o'rnida dielektrik bo'lsa (34-v rasm), tashqi elektr maydon ta'sirida dielektrikni tashkil etuvchi atom yoki molekular maydon bo'yicha siljib, tartibli joylashadi va uning ikki tomoni musbat va manfiy zaryadlanadi (35-rasm). Bu hodisaga *dielektrlarning qutblanishi* deyiladi.

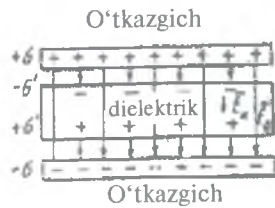


a)



b)

34-rasm



v)

σ_- dan chiqqan kuch chiziqlarining bir qismi dielektrikning tartibga tushgan zarralarining manfiy zaryadlari bilan bog'lanib, σ_- li plastinaga borib yetmaydi, bog'lanmay kolgan kuch chiziqlarigina manfiy zaryadlangan plastinaga borib yetadi.

Dielektrikka bog'langan kuch chiziqlar E_0

ga teskari yo'nalishda $E = \frac{\sigma'}{\epsilon\epsilon_0}$ kuch-

langanlikni hosil qiladi. Dielektrikdagi

natijaviy kuchlanganlik $\bar{E} = \bar{E}_0 - \bar{E}_k$

bo'ladi. Ikkinchi tomondan σ_+ dan chiqqan hamma E_0 kuchlanganlik elektrostatik induksiyaga teng, $\epsilon_0 E_0 = D$ shuning uchun

$$E = E_0 - E_k, \quad \bar{D} = \bar{E} (1 + 4\pi\chi) = \bar{E} + 4\pi\chi\bar{E}$$

Agar dielektr kondensator qoplamasiga tegib tursa, σ_+ va σ_k , σ_- va zaryad zichliklari bir-biriga juda yaqin bo'ladiki, ularning birgalikdagi ta'siri o'tkazgich — dielektr bir- biridan $\sigma' = \sigma - \sigma_k$ sirt zaryad zichligi bilan ajralib turgan bo'ladi. Bu zichliklar (zaryadlar) ga maxsus nomlar berilgan: σ' — effektiv yoki umumiy; σ_k — bog'langan yoki qutblangan; s — haqiqiy (aslida ozod) zaryad sirt zichligi. Bu yerda σ' yig'indi elektr maydonni aniqlaydi, haqiqatan dielektrikdagi hosil bo'ladigan maydon kuchlanganligi:

$$\epsilon_0 E = D - \epsilon_0 E_k = \sigma - \sigma_k = \sigma'$$

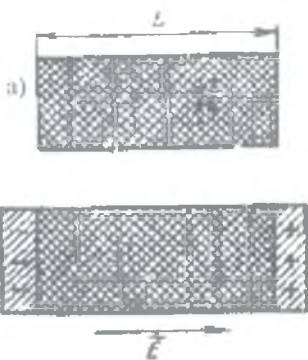
Demak,

$$E = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}, \quad D = \sigma \quad (1.43)$$

Agar dielektrik silindrik shaklda bo'lsa, uning elementining asos yuzini dS deb, undagi zaryad miqdori $dq = \sigma_k dS$ yuzadagi zaryad bilan uzunlik (silindr balandligi) l ning ko'paytmasiga teng deb olinsa, silindrning elektr momenti dM_l

$$dM_l = dq l = \sigma_k l dS$$

bo'ladi. $l dS = dV$ silindr hajmi bo'lgani uchun $dM_l = \sigma_k dV$ hajm birligiga to'g'ri kelgan elektr momentiga qutblanish vektori r deb yuritiladi:



35-rasm.

$$p = \frac{dM_z}{dV} = \sigma_\kappa \quad (1.44)$$

hajm birligiga to'g'ri kelgan silindrning elektr momenti son jihatdan qutblanishdagi zaryadlarning sirt zichligiga teng ekan. Shunday qilib, tekshirish kerak:

$$E_\kappa = \sigma_\kappa = p \text{ va } D = \epsilon_0 E + p. \quad (1.45)$$

Ko'pchilik dielektriklar uchun qutblanish vektori kuchlanganlikka proporsional $p = \chi E \epsilon_0$, bundagi χ — elektrlanish koeffitsiyenti bo'lib, uning qiymati dielektrikning tabiatiga bog'liq. Qutblanish vektorining qiymatini elektr siljishi D ifodasiga kiritsak,

$$D = E \epsilon_0 + \epsilon_0 \chi E = \epsilon_0 (1 + \chi) E \quad 1 + \chi = \epsilon \text{ va } D = \epsilon \epsilon_0 E \quad (1.46)$$

bo'ladi. Bilamizki, $\epsilon = \frac{D}{\epsilon_0 E}$ (1.43) hisobga olinsa, $\frac{1}{\epsilon} = \frac{\epsilon_0 E}{D} = \frac{\sigma'}{\sigma}$. Bu

muhitning effektiv zaryadi σ' erkin (ozod) σ zaryadlardan necha marta kam ekanligini ko'rsatadi.

12-§. Elektrostatik induksiya vektori

Vakuumdagi elektrostatik maydonning xossalari o'rganishda kuchlanganlik chiziqlari tushunchasini kiritib, yuzadan o'tayotgan elektr kuch chiziqlari vektorining oqimini Ostrogradskiy-Gauss teoremasidan foydalanib chiqarilgan edi. Ularning xususiyatlari shundan iborat ediki, kuchlanganlik chiziqlari bo'shliqda bir xil zaryadlardan ikkinchi xil zaryadlarga uzluksiz ravishda davom etadi yoki cheksizlikka ketadilar. Ammo bu xususiyat faqat erkin zaryadlagagina taalluqlidir, bog'langan zaryadlarda bunday bo'lmaydi. Dielektriklarning bo'linish chegarasida bog'langan $\sigma \pm \sigma'$ sirt zaryadlar vujudga kelib, kuchlanganlik chiziqlarining bir qismi shu zaryadlarda tugaydi yoki ulardan boshlanadi

Demak kuchlanganlik chiziqlari dielektrikning bo'linish chegaralarida uzluksiz davom etmaydi. Shunga muvofiq bir jinsli bo'lmagan dielektriklar uchun Ostrogradskiy-Gauss teoremasining $N=q \int d\omega$ yoki ($N=ES$) ko'rinishi o'z ma'nosini yo'qotadi.

Biroq, dielektrik ichidagi elektr maydonni xarakterlash uchun dielektriklardan (bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan ham), ya'ni ularning bo'linish chegaralaridan uzluksiz ravishda o'tuvchi yangi \vec{D} vektorni kiritish mumkin. Bu vektor **elektrostatik induksiya vektori** deyiladi, \vec{E} dielektrik ichidagi vektor bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

bunda ϵ -dielektrik muhitning \vec{D} aniqlanayotgan nuqtadagi qiymati $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$ ekanligidan, \vec{D} ni

$$\vec{D} = (1 + 4\pi\chi)\vec{E} = \vec{E} + 4\pi\chi\vec{E}$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bunda $\vec{P} = \chi\vec{E}$ vektor qayd etilganidek, qutblanish vektoridir. U holda

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$$

vektor ham dielektrikda vektor kabi yo'nalgan bo'ladi (kristall dielektriklarda va vektorlarning yo'nalishi mos kelmaydi). Bo'shliqda esa va vektorlar ustma-ust tushadi. Induksiya vektorining chizig'i deb shunday chiziqqa aytiladiki, bu chiziqning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinmaning yo'nalishi induksiya vektorining yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi. Chiziqning yo'nalishi har bir nuqtada induksiya vektorining yo'nalishi shu nuqtadagi chiziq yo'nalishiga mos keladi deb hisoblanadi. O'tkaziladigan induksiya chiziqlarining sonini shunday shartga bo'ysundira-mizki, induksiya chiziqlariga tik bo'lgan ΔS_0 kichik yuzachani kesib o'tuvchi ΔN chiziqlar sonini ΔS_0 yuzachaga nisbati miqdor jihatdan induksiya vektorining yuzacha sohasidagi qiymatiga teng bo'lsin

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = D$$

Agar ΔS_0 yuzani α burchakka og'dirsak (36, a-rasm),

$$\Delta N = D\Delta S_0 = D\cos\alpha\Delta S = D_n\Delta S_0$$

D_n - induksiya vektorining ΔS yuzachaga o'tkazilgan normal yo'nalishiga tushirilgan proyeksiyasini bildiradi, u holda ΔN ΔS yuzachadan o'tuvchi induksiya vektori oqimidan iborat bo'ladi. Chekli o'lchamdagi S yuzadan o'tgan to'liq oqim ΔN kabi barcha elementar oqimlar yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$N = \sum_{(S)} D_n \Delta S$$

Dielektrikni kesib o'tgan induksiya chiziqlarining uzluksizligini isbot qilish uchun dielektrik doimiysi ϵ_1 va ϵ_2 bo'lgan ikki yassi qatlam olamiz (36, b-rasm). Erkin zaryadlarning \vec{E}_0 maydon kuchlanganlik vektori dielektrikning bo'linish chegarasida biror burchak hosil qilsin. Bo'linish chegaralarining birinchi dielektrikda $\pm \sigma_1$ bog'langan sirt zaryad zichligi, ikkinchisida $\pm \sigma_2$ bog'langan sirt zaryadlar vujudga keladi. Bu zaryadlar birinchi dielektrikda $E_1 = -4\pi\sigma_1$, ikkinchisida $E_2 = -4\pi\sigma_2$ maydon kuchlanganligi hosil qiladi. Bu kuchlanganliklar dielektriklar chegaralariga tik bo'lib \vec{E}_{in} vektorga teskari yo'nalgan bo'ladi. Bu kuchlanganliklar \vec{E}_0 - (erkin zaryadlarning) normal tashkil etuvchisini susaytiradi xolos. ning tashkil etuvchisi birinchi va ikkinchi dielektriklarda o'zgarishsiz

$$E_{0t} = E_{1t} \text{ va } E_{0n} = E_{2n}$$

qoladi. Natijada ikki dielektrik chegarasida erkin zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganligining tangensial (urinish) tashkil etuvchilari bir dielektrikli muhitdan ikkinchisiga uzluksiz o'tadi. Normal tashkil etuvchilari esa

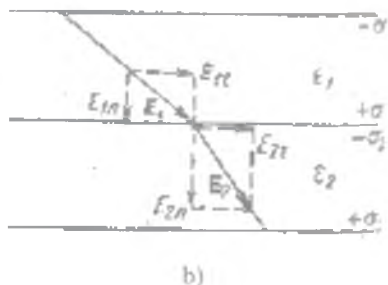
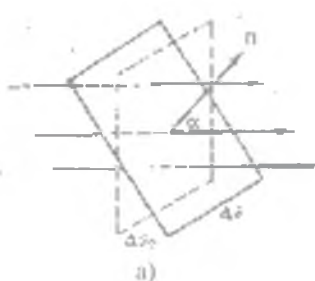
$$E_{1n} = E_{0n} - 4\pi\sigma_1 \text{ va } E_{2n} = E_{0n} - 4\pi\sigma_2$$

ga teng bo'lib, E_0 ning normal tashkil etuvchilari uzluksiz o'tmaydi o'zgaradi. YUqoridagi tengliklardan quyidagi kelib chiqadi:

$$E_{1t} = E_{2t}$$

Bog'langan zaryadlarning va sirt zichliklari qutblanish koeffitsenti bilan

$\sigma_1 = \chi_1 E_{1n}$ va $\sigma_2 = \chi_2 E_{2n}$ kabi bog'lanishini nazarda tutsak (8) va (9) lar yordamida



36-rasm.

$$(1 + 4\pi\chi_1)E_{1n} = E_{0n} \quad (1 + 4\pi\chi_2) E_{2n} = E_{0n}$$

munosabatlarni hosil qilamiz:

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}$$

Demak, elektr maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi dielektrikning bo'linish chegarasida uziladi. $\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}$ tenglik \vec{E} vektor

uchun chegaraviy shart bo'ladi. $\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\varepsilon}$ ifodaga ko'ra, ikki dielektrik uchun

$$E_{1n} = \frac{D_{1n}}{\varepsilon_1} \quad E_{2n} = \frac{D_{2n}}{\varepsilon_2}$$

$$D_{1n} = D_{2n}$$

munosabatlar o'rinli bo'ladi

Ikki dielektrikning bo'linish chegaralarida induksiya vektori \vec{D} ning normal tashkil etuvchisi bo'linish chegarasidan o'tishda uzluksiz, tangensial tashkil etuvchisi esa uzilishga egadir. $D_{1n} = D_{2n}$ munosabatni bo'linish chegarasidagi induksiya oqimining tengligidan ham keltirib chiqarish mumkin.

Ikki dielektrik uzilish chegarasida ε_1 va ε_2 larning nisbati $\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2}$ ga tengligini isbot qilishimiz mumkin.

Aytaylik D_1 va D_2 induksiya vektorlari bo'linish chegaralarida normal bilan α_1 va α_2 burchak tashkil etgan bo'lsin (36, v-rasm).

Shakldan

$$\operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{D_{1t}}{D_{1n}}$$

$$\operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{D_{2t}}{D_{2n}}$$

Bu tengliklardan

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} \frac{D_{2n}}{D_{1n}}$$

Bundan $D_{1n} = D_{2n}$ bo'lganligidan $\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ ga teng bo'lib, dielektrik chegarasida induksiya chiziqlarining sinish qonunini ifodalaydi.

tenglikdan foydalanib, ikki dielektrik muhit chegarasidagi ΔS yuzadan o'tayotgan kuch chiziqlarining soni (36, g-rasm)

$$\Delta N_1 = D_{1n} \Delta S, \quad \Delta N_2 = D_{2n} \Delta S$$

ga teng bo'lib $D_{1n} = D_{2n}$ ga tengligidan $\Delta N_1 = \Delta N_2$ ekanligi kelib chiqadi, bu esa induksiya vektori chiziqlarining D_{1n} va D_{2n} tashkil etuvchilari ikki dielektrik chegarasida uzluksiz o'tishini yana bir bor isbotlaydi.

Agar dielektrik bir jinsli bo'lmasa dielektrikni fikran shunday yupqa qatlamlarga bo'lamizki, qatlamlarning har birini chegarasidagi dielektrikni bir jinsli deb qarash mumkin, induksiya chiziqlari esa qatlamlardan qatlamga uzluksiz o'tadi.

Maydon \bar{D} noldan farqli bo'lgan fazoni uzluksiz to'ldiruvchi bir jinsli dielektrikda \bar{D} induksiya vektori, erkin zaryadlarning \bar{E}_0 maydonidan

farq qilmaydi, chunki bunday dielektrikda $\bar{E} = \frac{\bar{D}}{\epsilon}$ va bundan $\bar{E}_0 = \epsilon \bar{E} = \bar{D}$

bo'ladi. Dielektrikdagi maydon uchun Ostrogradskiy-Gauss teoremasining ko'rinishi o'zgaradi. Qutblangan dielektrik olib, dielektrik ichida olingan ixtiyoriy yopiq S sirtidan o'tuvchi kuchlanganlik oqimini hisoblaylik. Sirt ichidagi to'la q zaryad dielektrikka tashqaridan kiritilgan q' erkin zaryaddan va dielektrik qutblanganda vujudga kelgan bog'langan zaryaddan tashkil topgan bo'ladi:

$$\sum_{(S)} E_n \Delta S = 4\pi q = 4\pi (q_0 + q')$$

bunda n-sirt nuqtalariga o'tkazilgan tashqi normalni bildiradi. Butun S sirt ichidagi hamma bog'langan zaryad

$$q' = -\sum_{(S)} \sigma' \Delta S = -\sum_{(S)} \chi E_n \Delta S$$

ga teng bo'ladi.

Bulardan quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\sum_{(S)} (E_n + 4\pi P) \Delta S = 4\pi q_0$$

Bu dielektrik uchun Ostrogradskiy-Gauss teoremasini ifodalaydi, elektrostatik induksiya vektorining ixtiyoriy yopiq sirtidan o'tuvchi oqimi sirt ichidagi erkin zaryadning 4π ga ko'paytirilganiga teng. Dielektrik bir jinsli bo'lmasa bog'langan sirt zaryadlardan tashqari hajmiy bog'langan zaryadlar ham hosil bo'ladi.

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$$

bu yerda \vec{P} qutblanish vektorining har ikki tomonidan divergensiya olib:

$$\text{div}\vec{D} = \text{div}\vec{E} + 4\pi\text{div}\vec{P}$$

$$\text{div}\vec{E} = 4\pi\rho \quad \text{div}\vec{P} = -\rho'$$

ekanligini nazarda tutsak

$$\text{div}\vec{D} = 4\pi(\rho - \rho')$$

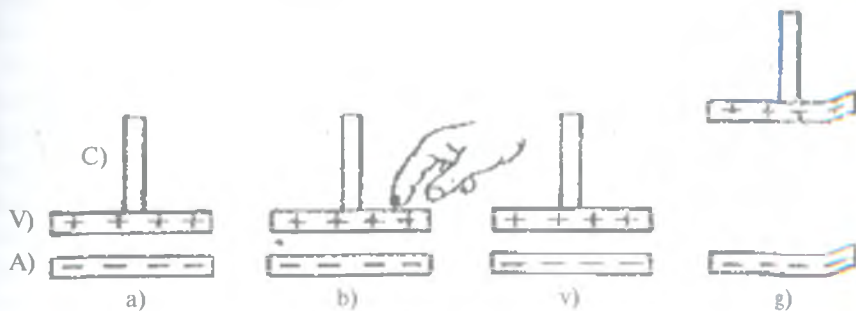
tenglikni hosil qilamiz, lekin $\rho_0 = \rho - \rho'$, bunda ρ_0 erkin zaryadlarning hajm zichligi. Shunday qilib,

$$\text{div}\vec{D} = 4\pi\rho_0$$

Demak \vec{D} vektorining divergensiyasi faqat erkin zaryadlarning hajm zichligi bilan aniqlanadi.

13-§. Elektrofor mashina

Volta mexanik energiyani elektr energiyaga aylantirish uchun ta'sir usuli bilan elektrlash hodidasidan foydalangan. Manfiy zaryadli dielektrik (shisha, ebonit....) dan yasalgan A diskka ushlaydigan S dastali dielektrikdan iborat V metall disk yaqin keltirilsa, darhol uning manfiy zaryadlari dasta tomon chetlanib, musbat zaryadlari A dagi manfiy zaryadlar bilan bog'lanadi (37-a rasm). Shunda barmoqni metall diskka tegizsak, V ning tashqi sirdagi manfiy zaryadlar yerga o'tib (37-b rasm) faqat A ga bog'langan musbat zaryadlar qoladi (37-v rasm).



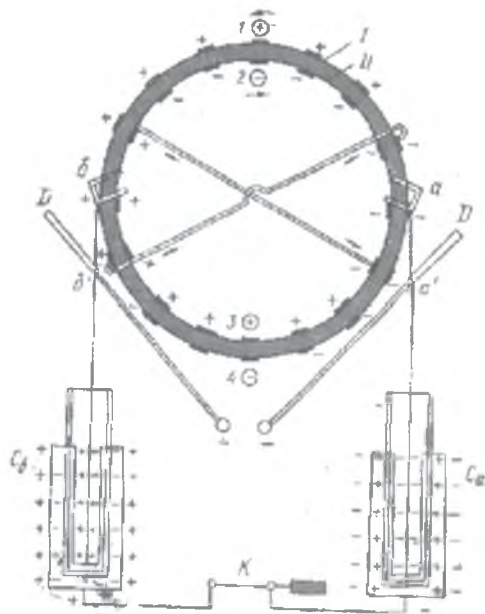
37-rasm.

Shu holda (37-v rasm) S dastani ushlab, V diskni uzoqlashtirsak, undagi musbat zaryadlar erkin holda ajralganicha qoladi (37-g rasm). Ta'sir usuli bilan olingan undagi zaryadning mavjudligini, uni elektroskop sharchasiga tegizganimizda, elektroskop yaproqchalarining og'ishini kuzatib, tasdiqlaymiz. Ta'sir elektrostatik induksiya usuli bilan zaryad oluvchi bu asbob elektrofor deyiladi. Shu usulda zaryad oluvchi mashinalardan biri *Uimsherstning elektrofor* yoki *elektrostatik mashinasidir* (38-a rasm).

Bu mashina sirti shellak laki bilan buyalgan plek-siglas, shisha, ebonit va boshqa izolatsiyalangan ikkita I va II diskdan iborat bo'lib, ular gorieontal umumiy o'qda o'zaro parallel o'rnatilgan holda qarama-qarshi tomonga aylanadi. Har bir diskning tashqi tomoni yuziga yupqa metall yaproqchalari (38-b rasmda ko'rsatilgan) teng masofada yopishtiriladi. Shu disk qirralarining qarama-qarshisida ichki tomonlari arra tishli ikki uchli vilka — a va b metall sterjenlar izolatsiyalangan holda asbob o'rtaqidagi ustunchada o'rnatilib uning bu tishlik uchlari ikkita diskning tashqi tomonidan devoriga tegmagan holda yaqin joylashgan: a vilkaning D dastasidagi a' nuqtadan silindrik Sa kondensatorning ichki qoplamasiga, ikkinchidan u izolatsiyalangan dastali, uchiga sharcha o'rnatilgan sterjenga ulangan.



a)



b)

38-rasm.

Elektrostatik Uimsherst mashinasini ishlatish uchun, avval, tinch holatda metall yaproqchalardan birortasini musbat yoki manfiy zaryad bilan elektrlash kerak. Misol uchun *I* diskning tashqi yaproqchalaridagi *1*-nomerligini musbat zaryadlasak, u o'z ta'siri bilan qarshisida turgan *II* diskdagi *2*-nomerli yaproqchani manfiy va shu disk tubi tomondagi *3*-nomerli yaproqchani musbat zaryadlaydi, bu *3*-nomerli musbat zaryad o'z ta'siri bilan qarshisida turgan *I* diskdagi *4*-nomerli yaproqchani manfiy ishorali zaryad bilan zaryadlaydi.

Endi bu mashinada zaryad to'plash uchun hozircha faqat *II* ni (rasmda ichkaridagi) soat strelkasi bo'yicha aylantira boshlaylik. Bunda uning hamma yaproqchalari *I* diskning *1*-nomerli yaproqchasidagi musbat zaryad ta'sirida manfiy zaryad (elektronlar) bilan elektrlanib, vilka-sterjen tishlari *a* gacha yetgach, qisman sakrab, unga uchib o'tishi bilan kondensatorning ichki qoplamasini manfiy zaryad bilan elektrlaydi. Shu *II* diskning ost tomonidagi musbat zaryadli *3*-nomerli yaproqchalar o'z ta'siri bilan qarshisida turgan *I* diskdagi *4*-nomerli yaproqchani manfiy zaryad bilan elektrlaydi. Bu holda endi biz *II* diskni soat strelkasiga qarshi harakatga keltiramiz, undagi *4*-nomerli yaproqchalardagi manfiy zaryadlar o'sha birinchi C_2 kondensatorning ichki qoplamasiga ulangan - vilkaning tishli uchiga yetishi bilan qisman sakrab, vilka tishlariga o'tadilar. Shunday qilib, birinchi C_1 kondensatorning ichki qoplamasi har ikkala diskdan manfiy zaryadlar bilan elektrlanadi.

Kondensatorning ichki qoplamasida to'plangan manfiy zaryadlar bilan tashqi qoplamasining ichki sirtidagi musbat zaryadlar bog'lanib, manfiy zaryadlardan uzoqlashgan unga teng manfiy zaryadlar shu koplamaning sirtiga chiqib to'planadi. Bu tashqi sirtidagi manfiy zaryadlar o'z ta'siri bilan endi kondensatorning ichki qoplamasiga yaproqchalar orqali yana kelishi mumkin bo'lgan manfiy zaryadlarni itarib, ortiqcha to'planishga qo'ymaydi. Kondensator C_2 dagi tashqi qoplamaning ichki sirti musbat zaryadlangan bo'lib qoladi-yu, ammo bu musbat zaryadlar o'z navbatida kondensatorning ichki qoplamasiga vilka tishlari orqali ko'chib kelgan manfiy zaryadlar bilan kondensatorning qoplamalari orasidagi elektr maydon orqali bog'lanib, neytrallik hosil qiladilar. Kondensatorning tashqi sirti yer bilan ulansa, undagi elektronlar yerga o'tib, yaproqchalardan keladigan manfiy zaryadlar, endi to'suvchi kuch ta'siri bo'lmagani uchun, ichki qoplamaga o'tib ko'proq to'plana oladilar, qoplamalar orasida elektr maydon kuchlanganligi yanada ortadi. Zaryadlarning ko'paya borishi bilan kuchlanish ham bir necha ming voltlarga ko'tariladi. Ammo cheksiz ko'tara olmaymiz, kondensator

qoplamalari orasidagi dielektrik muhit — moddaning teshilishigacha 50000, hatto 100000 voltgacha ko'tarilishi mumkin.

Agar biz I diskni musbat zaryadli yaproqchalari bilan soat strelkasiga karshi tomon aylantirsak, u ikkinchi C_6 kondensatorning ichki qoplamasi bilan ulangan b vilka uchlaridagi tishlarigacha yaqinlashib yetadi, tishlardagi elektronlarning bir qismi sakrab uchib, musbat yaproqchalarga o'tishi tufayli kondensatorning ichki qoplamasi musbat ishorali zaryad bilan elektrlanadi.

Agar bir vaqtda xar ikkala disk qarama-qarshi aylantirilsa, bu kondensatorning ichki qoplamasi I va II disklardagi mucbat zaryadli ikkala tomondan kelgan musbat yaproqchalarga b vilka tishlari orqali elektronlarini uchirib, ikki tomonlama musbat elektrlanadi. Bu to'plangan zaryadlarni muvozanatda saqlash uchun C_6 dagi ikkinchi tashqi qoplamaning ichki va tashqi sirtida musbat zaryadlar to'planadi. Bu kondensator tashqi qoplamasining tashqi sirtidagi musbat zaryadlar o'z tortish kuchlari ta'sirida ichki qoplamadan elektronlarning uchib ketib, ichki qoplamaning musbat zaryadlanishiga to'sqinlik ko'rsatadi. Agar tashqi qoplamaning tashqi sirtini yer bilan ulasak, bunda unga yerdan elektronlar kelib, shu sirtidagi musbat zaryadlarni muvozanatlaydi, qoplamalardagi musbat va manfiy zaryadlar ichkarida o'zaro bog'lanish bilan neytrallanishlari natijasida I va II disklardagi musbat zaryadli yaproqchalarga kondensatorning ichki qoplamasidan elektronlar sakrab chiqishi ortib, undagi elektr maydon ta'siri orta boradi. Shu bilan bir vaqtda, qoplamalar orasidagi elektr maydon kuchlanganligi to'qoplamalar orasidagi dielektrik teshilishigacha eng katta qiymatga erishadi. Mashina disklarini shu tartibda aylantira borib, to'planadigan zaryadlar miqdorini ko'paytirish uchun kondensatorlar sistemasidagi musbat va manfiy zaryadlar o'zaro qattiq bog'langan va zaryadlarning to'planishiga to'sqinlik ham bo'lishi kerak. Bu maqsadga erishish uchun elektrofor mashinasidagi kondensatorlar tashqi qoplamalarning tashqi sirtlaridagi musbat va manfiy zaryadlar o'tkazgich orqali taglikning kondensator yaqinida tik o'rnatilgan ikkita kalta sterjenga shu taglikning ost tomonidan keltirib, o'tkazgich bilan bir-biriga ulanadi. Amalda bu sterjenlarning tashqariga chiqib turgan uchlaridagi teshikchalardan izolator dastali ingichkaroq o'tkazgich K sterjen orqali ular neytrallashtiriladi. Shunday qilib, ikkala kondensatorlar tashqi qoplamalarining musbat va manfiy zaryadli tashqi sirti o'zaro ulanib neytrallashadi, har bir kondensatoridagi qoplamalarning ichki sirtidagi musbat va manfiy zaryadlar ham qoplamalar orasidagi dielektrik bilan ajralgan holda neytrallashib, ular orasida katta kuchlanish saqlanadi.

Kondensatorning elektr sig'imi S shu kondensator uchun doimiy $C = \frac{q}{\Delta\varphi}$ va bundan $\Delta\varphi = \frac{q}{C}$ bo'lib, to'plangan zaryad q ortgan sayin kondensatorlar orasidagi potensial ayirma $\Delta\varphi$ bir necha 10 ming voltgacha ko'tariladi.

Kondensatorlar ulangan sterjen sharchalari orasidagi masofa 1 sm bo'lganda kuchlanish 30000 voltga erishsa, ular orasida yashin (chaqmoq) hosil bo'ladi.

Yuqoridagi aytilganlarga qo'shimcha elektrofor mashina disklarining har ikkala orqa tomon devori yaqiniga uchlari sim shchytkali ikkita metall sterjenlar o'rnatilgan. Disk aylantirilganida undagi yaproqchalar ana shu shchytkalarga tegib o'tadi Gap shundaki, diskning aylanishida uning manfiy zaryadli yaproqchalari vilkaga yaqinlashganda undagi elektronlarning hammasi a vilka tishchalariga sakrab ulgurmaydi, bir qancha elektronlar, ya'ni manfiy zaryadlar yaproqchalarda qoladi. Ana shu ortib qolgan manfiy zaryadlarni yerga ulab yuborsak, zaryad qolmaydi va yaproqchanning zaryadsiz harakati davom etishida II diskdagi manfiy zaryadlar ta'sirida bu yaproqchalar endi musbat zaryadlanadi. Shunday qilib, II disk o'zining birinchi yarim aylanishida a tishchalarga ortiqcha elektronlar bilan kelib, C_a kondensatorni manfiy zaryadlasa, C_b kondensatorga musbat zaryad bilan borib, kondensatorning ichki qoplamasidan b tishchalar orqali elektronlarni o'ziga tortib oladi. Kondensatorning elektronlari kamaygan ichki qoplamasi musbat zaryadlangan bo'ladi. Bu yerda bo'ladigan hodisa natijasida tishchalardan sakrab musbat zaryadli yaproqlarga qo'ngan elektronlar undagi hamma musbat zaryadlarni muvozanatga keltira olmaydi, musbat zaryadlarning ma'lum bir qismi yaproqchalarda ortib qoladi. Bu qolgan musbat zaryad bilan harakat davom etsa, bu yaproqchalar to musbat zaryadlar yo'qolmaguncha yangidan manfiy zaryad bilan elektrlamaydi. Qolgan musbat zaryadlarni yerga ulasakgina yerdan kelgan elektronlar yaproqchadagi qoldiq musbat zaryadlarni to'liq neytrallab bergach, keyin harakat davomida bu neytral yaproqchalar ta'siri bilan manfiy zaryadlanadi va diskning aylanishi davomida zaryadlanish jarayoni takrorlana beradi. Bu mashinani ixtiro qilgan Uimsherst I diskning qarama-qarshi tomonlaridagi bir tomondan ortiqcha manfiy zaryadlarni, ikkinchi tomondan musbat zaryadlarni yerga ulash o'rniga, bitta sterjenning ikki uchidagi shchytkalari orqali yaproqchalardagi ortiqcha musbat va manfiy zaryalarni ulab, yaproqchalarning a va b tishchalar yonidan o'tish paytida manfiy zaryadli shchytkadan elektronlar sterjenning ikkinchi uchidagi

musbat zaryadli shchhyotkaga o'tib, ularni doimiy neytrallanishini ta'min qilgan. Shunday qilib, by ikki uchi shchhyotkali sterjen ishqalash bilan elektrlash uchun emas, balki ortiqcha musbat va manfiy zaryad—larni neytrallashtirish uchun xizmat qiladi. Bu yuqorida aytilgan hodisalar / disk orqasida ham aynan takrorlanadi, ammo shchhyotkali sterjenlarning vazifasi bu yerda ham musbat va manfiy zaryadlarni neytrallashtirishdan iborat. Bu yerda ishqalanish bilan elektrlash hodisa yo'qligini unutmaslik kerak. Mashina ta'sir (induksiya) bilan elektrlashga asoslangan.

Bunday tajribalarni nisbiy namligi mumkin qadar kamroq va issiqroq auditoriyalarda o'tkazish zarur. Aks holda to'plangan zaryadlar havoda tarqalib, tajriba natija bermaydi.

14- §. Dielektriklar uchun Ostrogradskiy - Gauss teoremasi, uning integral va differensial shakllari

Yuqorida (4-§ da (1.18) formula) o'tilgan Gauss teoremasida kuchlanganlik vektorlar oqimi bilan tanishganda, Gaussning vakuum uchun integral shakldagi

$$N_E = \oint E dS = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.46)$$

tenglamasini ko'rgan edik. Bunda muhit ta'siri hisobga olinmagan edi. Endi dielektrik uchun ham shu tenglamani olish mumkin, ammo endi maydon hosil. kiluvchi q zaryadga dielektrikning qutblanishi tufayli hosil bo'ladigan q_k zaryadlar atrofidagi maydonni ham hisobga olishga to'g'ri keladi, ya'ni

$$\int E_{ml} dS = \frac{q + q_k}{\epsilon_0} \quad (1.47)$$

Qutblanish zaryadi dipolining elektr momenti r hisobgaolinsa,

$$q_k = -\oint P_n dS = -\oint \vec{P} \cdot \vec{n} dS \quad (1.48)$$

bo'lib,

$$\oint (\epsilon_0 E + P) dS = q$$

kelib chiqadi.

$(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$ ifoda elektr induksiya vektori deb ataladi va \vec{D} orqali belgilanadi:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.49)$$

Bu holda

$$\oint D_n dS = q \quad (1.49a)$$

Elektr kuch chiziqlari o'tayotgan yuzaga tushirilgan tashqi normal o'qning manfiy tomoniga yo'nalgan bo'lsa, bunda bu sirdan o'tgan \vec{E} vektor oqimi $-E_x(x)dydz$ bo'ladi. Unga karshi sirt orqali o'tgan oqimni $E_x(x+dx)dydz$ deb yozsak bo'ladi. Har ikkala oqimning yig'indisi

$$[E_x(x+dx) - E_x(x)]dydz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dx dy dz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dV \quad (1.50)$$

bo'ladi. Bunda $dx dy dz = dV$ hajm elementi,

(1.50) ifodani boshqadaryadz o'qlar bo'yichayozsak, parallelopidning hamma yuzasidan o'tgan umumiy oqim yig'indisi

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) dV = \text{div} \vec{E} \cdot dV \quad (1.51)$$

bo'lib, bundagi

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

elektr maydon kuchlanligining *divergensiyasi* deb olingan. U vaqtda Gauss

teoremasi bo'yicha berk sirdan o'tgan to'liq oqim $\oint E dS = \frac{q}{\epsilon_0}$ zaryadni hajm va hajm zichligi orqali ifodasini olsak, shu oqimning o'zi

$$\frac{q}{\epsilon_0} = \frac{\rho}{\epsilon_0} dV \quad (1.52)$$

bo'ladi (1.51) pa (1.52) larni birlashtirsak,

$$\text{div} \vec{E} \cdot dV = \frac{\rho}{\epsilon_0} dV \quad (1.53)$$

bundan

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.54)$$

(1.49a) tenglama differensial shaklda

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (1.55)$$

yoziishi mumkin, bu yerda ρ —erkin zaryadlarning hajmiy zichligi.

Demak, berk sirt orqali o'tgan induksiya vektor oqimi \vec{D} faqat erkin zaryadlar orqali ifodalanar ekan. Bu (1.49a) tenglik dielektrlardagi elektr maydon uchun Ostrogradskiy—Gauss teoremasini ifodalaydi. Vakuumdagi \vec{E} va \vec{D} vektorlar bir xil ifodaga ega.

(1.49) tenglamadan \vec{D} ning qiymatini (1.55) ga qo'ysak, $\operatorname{div} \vec{E} = \rho - \operatorname{div} p$ hosil bo'ladi. (1.48) ni e'tiborga olsak, $\operatorname{div} \vec{E} = \rho - \rho_k$ ko'ri-nishda yozish mumkin.

15-§. Elektr sig'im

Biz biror o'tkazgich parchasini zaryadlaganimizda bu zaryadlar Kulon kuchi ta'siri ostida bir-birlaridan uzoqlashib, o'tkazgichning sirtida taqsimlanadi. Ana shu Kulon kuchlarini yengib q zaryadlarni ko'chirish uchun qandaydir A ish bajariladi. Bu holda zaryad birligiga to'g'ri kelgan ish miqdori bilan

o'lchanadigan o'tkazgichning sirt potentsiali $\varphi = \frac{A}{q}$ mavjud bo'ladi. Zaryad miqdori q ortgan sayin o'tkazgich potentsiali ham orta boradi. Bu hodisani xarakterlash uchun *elektr sig'im* degan tushuncha kiritilgan.

Zaryadsiz o'tkazgichning potentsiali $\varphi=0$ bo'lsa, unga q zaryad berilganda uning potentsiali $d\varphi > 0$ gacha ko'tariladi, $\frac{q}{\Delta\varphi}$ nisbat bilan o'tkazgichning potentsialini potentsial birligiga ko'tarish uchun kerak bo'lgan elektr miqdorining son qiymatini bilamiz, ana shu kattalikni «*elektr sig'im*»— S deb olingan

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} \quad (1.56)$$

Umuman aytganda, elektr sig'im o'tkazgich kattaligiga, uning geometrik shakliga, jismning boshqa jismlar bilan o'zaro joylashishiga va muhitning dielektrik xususiyatiga bog'liq bo'lib, o'tkazgich yasalgan modda tabiatiga bog'liq bo'lmaydi.

SI da o'tkazgichga bir kulon elektr zaryad berilganda, uning potentsiali bir voltga ko'tarilsa, bu o'tkazgichning elektr sig'imi amaliy birlik etib qabul qilingan va bu birlikni bir *farada* ($1 F$) deyiladi, ya'ni

$$C = \frac{1C}{1V} = 1F$$

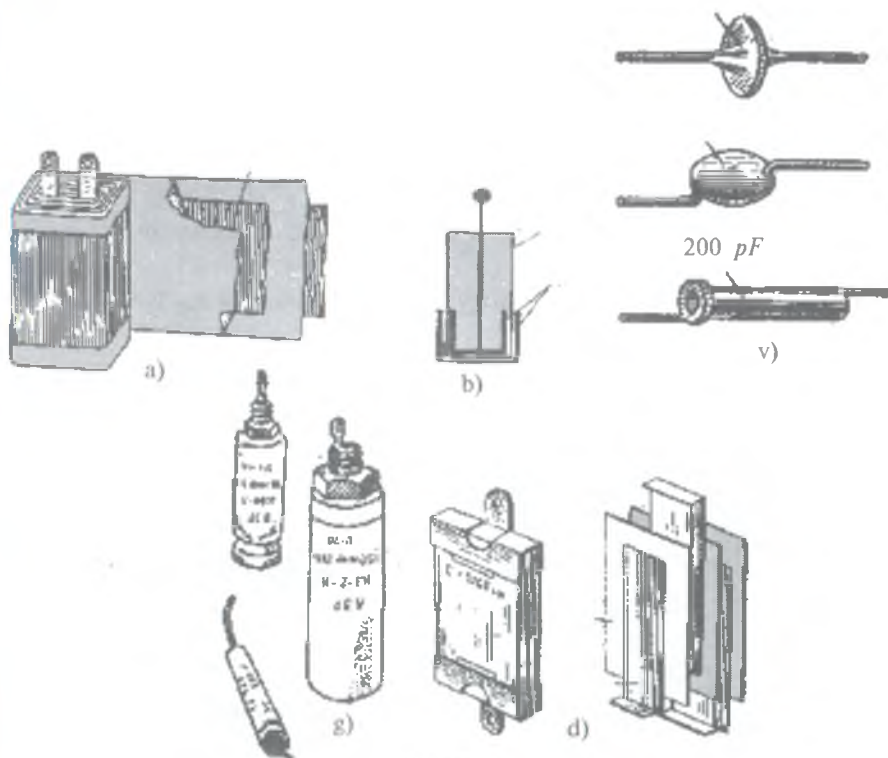
Yakkalangan o'tkazgichga q zaryad berganimizda uning potentsiali noldan ma'lum bir φ qiymatga ko'tariladi. Sig'im birligi sifatida amalda mikrofarada va pikofaradalardan foydalaniladi:

$$1 \text{ mkF} = 10^{-6} \text{ F}$$

$$1 \text{ pkF} = 10^{-12} \text{ F}$$

16- §. Kondensatorlar va ularning sig'imi

Kondensator deb, bir-biridan dielektrik bilan ajratilgan ikki o'tkazgichdan iborat sistemani tushunamiz. Kondensatorlar yassi, silindrik (masalan, Leyden bankasi), sferik yoki boshqa xil shakllarda bo'lishi mumkin (39-rasm).



39-rasm.

Bundan tashqari, 40-rasmda ko'rsatilganidek, o'zgaruvchan elektr sig'imli kondensator ham ishlatiladi.

1) Yassi kondensatorning elektr sig'imi.

Yassi kondensator (41-rasm) plastinalari oralig'i d va S yuzli platinadagi elektr miqdori $q = \sigma S$ (bundagi σ -zaryadning yuza zichligi),

$\epsilon\epsilon_0 E = \sigma$ va $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$ bo'lgani uchun $\sigma = \epsilon\epsilon_0 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$, bundan

$q = \epsilon\epsilon_0 S \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$ bo'lib, $C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$ tenglamaga q ning qiymati qo'yilsa Sida

$$C = \epsilon\epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (1.57)$$

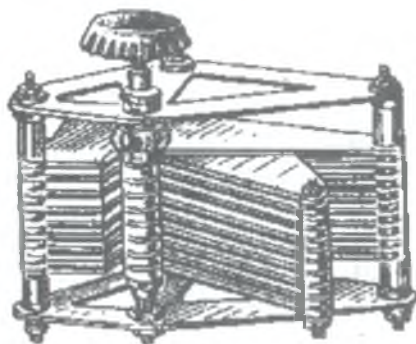
kelib chiqadi. Demak, yassi kondensatorning elektr sig'imi plastinalar qoplamasining yuziga, muhitning dielektrik singdiruvchanligiga to'g'ri proporsional bo'lib, ular orasidagi masofaga teskari proporsional bo'lar ekan.

2) Sharining elektr sig'imi

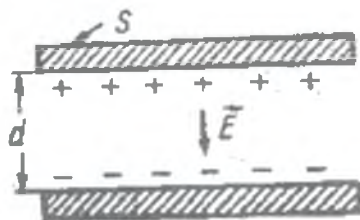
Zaryadlangan shar elektr maydonining kuchlanganligi $E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}$

ekanligini yuqoridagi paragrafda ko'rgan edik. Bunday maydonning

potensial $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}$ va ikkinchi tomondan $q = C\varphi$ bo'lgani uchun



40-rasm.

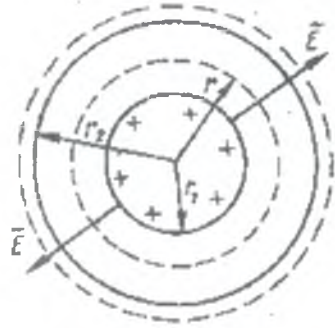


41-rasm.

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r \quad (1.57a)$$

3) Sferik kondensatorlarning elektr sig'imi.

Bir umumiy markazga ega bo'lgan turli radiusli metallardan yasalgan ikki sferik sirt olamiz. Bir sferik sirtida musbat zaryadlar va ikkinchisida manfiy zaryadlar tekis taqsimlangan bo'lsin, ular orasidagi elektr maydon kuchlanganlik vektori radiuslar bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.



42-rasm.

Kondensator radiuslari r_1 va r_2 bo'lsa (42-rasm), ular orasidagi birona ixtiyoriy

r radiusli sferik sirt uchun $\frac{E_1}{E} = \frac{r^2}{r_1^2}$ bo'lib,

bundan $E = \frac{r_1^2}{r^2} E_1$. Ikkiichi tomondan $d\varphi = E dr$. By tenglamani va orasida integrallasak,

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= \int_{\varphi_{11}}^{\varphi_2} d\varphi = \int_{r_1}^{r_2} E dr = E_1 \left(r_1 - \frac{r_1^2}{r_2} \right) = E_1 r_1 \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right) = \\ &= E_1 r_1 \frac{r_2 - r_1}{r_2} \end{aligned} \quad (1.58)$$

bo'lib, E_1 o'rniga $\frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$ — ni qo'ysak,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma r_1}{\epsilon\epsilon_0 r_2} (r_2 - r_1) \quad (1.58a)$$

Ichki sferik sirtidagi q zaryad esa

$$q = r_1^2 \sigma 4\pi \quad (1.59)$$

bo'ladi. (1.58) va (1.59) tenglamalarga asosan elektr sig'im

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (1.60)$$

bo'ladi.

Agar $r_1 \rightarrow \infty$ bo'lsa, (1.60) elektr sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1 \quad (1.60a)$$

vakuumda esa

$$C = 4\pi\epsilon_0 r_1 \quad (1.60b)$$

4) Silindrik kondensatorning elektr sig'imi

Radiusi r_1 bo'lgan silindrni radiusi r_2 bo'lgan ikkinchi bir silindr ichiga koaksial ravishda o'rnatib, ularni ma'lum manfiy va musbat potentsialgacha zaryadlasak, ichki va tashqi silindrlarda teng elektr zaryadlar taqsimlanadi (43-rasm).

SGSE birliklari sistemasida radiuslar r_1 va r_2 bo'lgan silindrik sirt orasida elektr maydon kuchlanganligining potentsial bilan bog'lanishi

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (1.61)$$

bo'lib, ikkinchi tomondan uzunligi (balandligi) l bo'lgan silindr uchun maydon kuchlanganligi:

$$E = \frac{2q}{\epsilon\epsilon_0 r l} = \frac{2\eta}{\epsilon\epsilon_0 r} \quad (1.62)$$

bo'ladi, bundagi $\eta = \frac{q}{l}$ uzunlik birligiga to'g'ri kelgan elektr miqdoridir, ya'ni uzunlik bo'yicha zaryad zichligidir. (1.61) va (1.62) tenglamalardan

$$E = -\frac{2\eta}{\epsilon\epsilon_0 r} dr$$

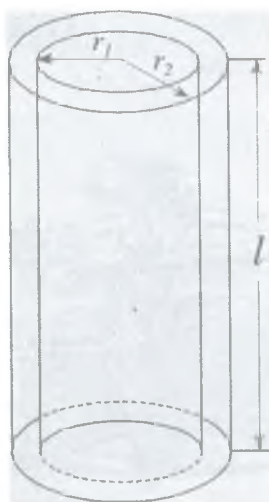
Bu ifodani integrallash natijasida topilgan potentsial ayirma,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = \int_{r_1}^{r_2} \frac{2\eta}{\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{dr}{r} = \frac{2\eta}{\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

yoki

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2q}{\epsilon\epsilon_0 l} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (1.63)$$

Silindrik kondensatorning elektr sig'imidagi potentsial ayirmasi o'rniga (1.63) tenglamadagi qiymati qo'yilsa,



43-rasm.

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 l}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (1.64)$$

hosil bo'ldi. Demak, silindrik kondensatorning elektr sig'imi dielektrik konstantaga va kondensator uzunligiga to'g'ri proporsional bo'lib, kondensatorni tashkil etuvchi silindr radiuslari nisbatlarining natural logarifmiga teskari proporsional bo'ldi. SI sistemasida esa

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (1.65)$$

5) Elektrik kondensator.

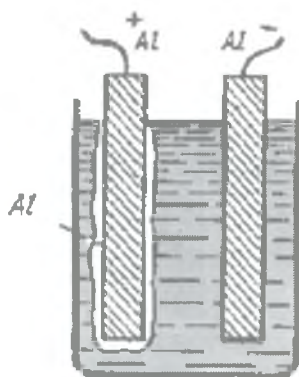
Bu kondensator elektroliz hodisasidan foydalanib, tuzilgan. Ichida ammiak (NH_4OH) eritmasi bilan bor kislotasi (H_3BO_3) aralashmasi bo'lgan silindrik idishda elektrod sifatida ikkita aluminiy plastina botirilib, unga biroz glitserin ham solingan (44, a-rasm). Bu kondensatorga elektr toki yuborilganda anod sirti yupqa aluminiy oksid pardasi bilan qoplanadi, amalda tok kuchi nolga tenglashadi. Bu parda 40 V gacha potensial ayirmasini saqlay oladi. Bu asbob ikkita bir-biridan aluminiy oksid pardasi bilan ajralgan (biri musbat elektrod rolini, ikkinchi manfiy elektrod rolini elektrolitning o'zi o'ynaydi) qoplamli kondensator bo'lib qoladi. Bunday kondensatorlarda izolatsiyalovchi pardaning qalinligi juda yupqa bo'lgani uchun sig'imi juda katta bo'lib, ular radiotexnikada ko'p qo'llaniladi. Ammo uning ishlatilishida katta tok o'tib, qutblanish natijasida izolatsiyalovchi parda yo'qoladi, kondensator ishdan chiqadi.

6) Turli dielektrik qatlamli yassi kondensator.

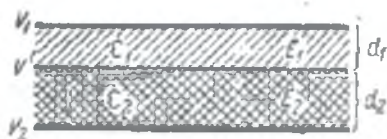
Kondensator qoplamalari orasidagi fazo dielektrik doimiysi ϵ_1 va ϵ_2 bo'lgan ikkita dielektrik qatlam bilan to'ldirilgan va qatlamlarning qalinligi esa mos ravishda d_1 va d_2 bo'lsin (44, b-rasm). Bunday sistemaning sig'imi

mi $C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$ munosabat bilan aniqlanadi.

Ammo jism dielektrikning ajralish chegaralarida elektr maydon kuchlanganligi bog'



44 a-rasm.



44, b-rasm.

langan zaryadlar vujudga kelishi tufayli o'zgaradi. Zaryadlangan qoplamalar orasidagi muhit bo'lmaganidagi maydon

$E_0 = 4\pi\sigma$ bo'lgan bo'lsa, endi ular

orasidagi maydon $E_1 = \frac{4\pi\sigma_1}{\epsilon_1}$ va

$E_2 = \frac{4\pi\sigma_2}{\epsilon_2}$ ga teng bo'ladi. Qoplamalardagi zaryad

$$q = \sigma S = \frac{E_0}{4\pi} S$$

Qoplamalardagi potentsiallar ayirmasini har bir qatlamdagi maydonning kuchlanganligi bilan hisoblash mumkin. Ikki dielektrik chegarasidagi potentsialni φ' bilan, qoplamalardagi potentsialni φ_1 va φ_2 bilan belgilasak, Y_{e1} va Y_{e2} ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$E_1 = \frac{\varphi_1 - \varphi'}{d_1}, \quad E_2 = \frac{\varphi' - \varphi_2}{d_2}$$

$$\varphi_1 - \varphi' = E_1 d_1$$

$$\varphi' - \varphi_2 = E_2 d_2$$

Yuqoridagi tengliklarga mos ravishda hadlarni qo'shib

$$\varphi_1 - \varphi_2 = E_1 d_1 + E_2 d_2 = E_0 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)$$

kondensator sig'iminin quyidagi ifodasini hosil qilamiz:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{E_0 S}{4\pi E_0 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)}$$

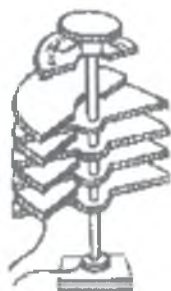
bundan

$$C = \frac{S}{4\pi \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)}$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki bu xildagi kondensatorning sig'imi ham $d_2 = 0$ bo'lsa qoplamasining yuzasi S bo'lgan bitta yassi kondensatorning sig'imidan iborat bo'lib qoladi.

7). O'zgaruvchan sig'imli kondensator. Radiotexnikada, televideniya o'zgaruvchan sig'imli kondensator ishlatiladi. Bu tipdagi kondensatorning tuzilishi 44 v-rasmdako'rsatilgan.

Yarim halqa ko'rinishidagi plastinkalar (44, g-rasm) o'zaro bittadan oralatib ulanadi. Plastinkalarning yarmisi qo'zg'almas qilib, yarmisi esa dasta yordamida vertikal o'q atrofida burash mumkin. Dastani buraganda qo'zg'aluvchan plastinkalar qo'zg'almas plastinkalar orasiga ozmi-ko'pmi kiradilar, umumiy plastinkalar yuzi o'zgaradi. Shu tariqa ular parallel ulanadi. Plastinkalar hosil qilgan kondensatorlarning har birini taqriban yassi deb hisoblasak, uning



44 v-rasm.

plastinka orasida dielektrik bo'lgandagi sig'imi $C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}$ ga teng bo'ladi, ϵ -plastinkalar orasidagi muhitning dielektrik doimiysi, d -plastinkalar orasidagi masofa, S -plastinkalarning bir-biriga ustma-ust turgan qismining yuzi. Agar plastinkalar bir-biriga nisbatan α burchakka burilsa, u holda S yuza 44, g-rasmdagi shtrixlangan qismning yuziga teng bo'ladi. Plastinkalarning tashqi radiusini r_1 bilan, ichkisini r_2 bilan belgilab, o'zgaragan yuzalar farqini topamiz:

$$S = \sigma(r_1^2 - r_2^2) \frac{\alpha}{2\pi} = \frac{\alpha(r_1^2 - r_2^2)}{2}$$

bunda α burchak radianlarda ifodalanadi.

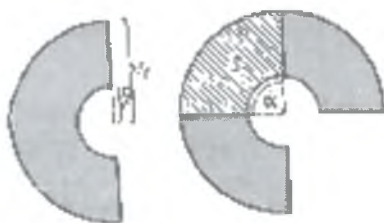
Bundan bitta kondensatorning sig'imi quyidagicha bo'ladi:

$$C = \frac{\epsilon(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{8\pi d}$$

Agar kondensatorlarda umuman n ta plastinkalar oralig'i bo'lsa, bu plastinkalar har birining sig'imi C' dan iborat bo'lgan n ta parallel ulangan kondensatorlardan tashkil topadi. Demak, hamma kondensatorlarning S sig'imi

$$C = nC' = \frac{\epsilon n(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{8\pi d}$$

bo'ladi, bunda α radianlarda ifodalangan, burchak kichik bo'lganda bu formuladan foydalanib bo'lmaydi. Odatda bunday kondensatorlarning orasida havo bo'lib ϵ amalda 1 ga teng.



a)

b)

44 g-rasm.

Masala: Quyidagi ma'lumotlarga ko'ra kondensatorlarning eng katta (maksimal) sig'imini aniqlang. Plastinkalarning $r_1 = 10 \text{ mm}$, plastinkalar orasidagi masofa $d = 0,1 \text{ sm}$, plastinkalar soni $n = 80$. Plastinkalar orasida havo bor.

Yechimi. $\alpha = 180^\circ$ bo'lganda sig'im eng katta bo'ladi, shu sababli $C = 9 \cdot 10^{-4} \text{ mkf}$.

17-§. Kondensatorlarni ketma-ket va parallel ulash

Elektrotexnika va radiotexnikada turli sig'imdagi kondensatorlardan foydalanish uchun ularni turlicha ulash orqali sig'imlarini o'zgartirishimiz mumkin. Shuning uchun ularning ulanishini qarab chiqamiz.

a) Ketma-ket ulash

Kondensatorlarning ketma-ket ulanishi 45-rasmda tasvirlangan. Bunda kondensatorlarning qarama-qarshi zaryadli qoplamlari o'zaro ulanib, kondensatorlarning hamma plastinkalarida zaryad miqdori bir xil bo'ladi:

$$q = (\varphi_1 - \varphi_2)C_1,$$

$$q = (\varphi_2 - \varphi_3)C_2,$$

$$q = (\varphi_3 - \varphi_4)C_3,$$

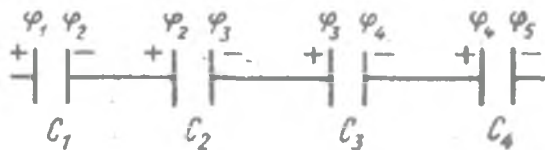
$$q = (\varphi_4 - \varphi_5)C_4,$$

Bu tenglamalar sistemasini potentsiallar ayirmasiga nisbatan yechib, so'ngra qo'shsak,

$$\varphi_1 - \varphi_5 = q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} \right),$$

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_5}{q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} = \sum_{k=1}^5 \frac{1}{C_k}$$

bo'ladi. Ketma-ket ulangan kondensatorlar sistemasining umumiy elektr sig'imini S deb belgilasak,



45-rasm.

$$\frac{1}{C} = \frac{\varphi_1 - \varphi_5}{q}$$

bo'lgani uchun

$$\frac{1}{C} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{C_k}$$

Demak, kondensatorlarning ketma-ket ulanishida umumiy elektr sig'imini teskari qiymati ayrim kondensatorlar elektr sig'implari teskari qiymatlarining yig'indisiga teng. Bu ulanishda kondensatorning soni ortishi bilan umumiy elektr sig'im kamayadi, potensial ayirma esa ko'payadi.

b) Parallel ulash

Kondensatorlarni parallel ulash 46- rasmda tasvirlangan.

Bu ulashda kondensatorlarning musbat zaryadli qoplamalari bir nuqtaga, manfiy zaryadli qoplamalari esa ikkinchi nuqtaga ulanib, qoplamalardagi potentsiallar ayirmasi ularning hammasi uchun bir xil bo'ladi. Shuning uchun har bir kondensatordagi zaryad miqdori

$$q_1 = (\varphi_1 - \varphi_2) C_1$$

$$q_2 = (\varphi_1 - \varphi_2) C_2$$

$$q_3 = (\varphi_1 - \varphi_2) C_3$$

$$q_4 = (\varphi_1 - \varphi_2) C_4$$

bo'lib, zaryadlar yig'indisi

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 = (\varphi_1 - \varphi_2)(C_1 + C_2 + C_3 + C_4)$$

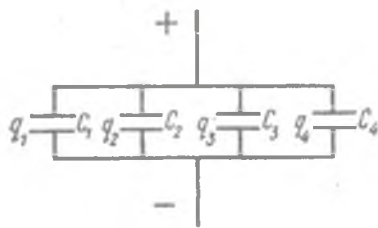
va umumiy elektr sig'imi

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = C_1 + C_2 + C_3 + C_4$$

yoki

$$C = \sum_{k=1}^n C_k \quad (1.67)$$

bo'ladi. Demak, parallel ulangan kondensatorlarning umumiy elektr sig'imi shu ulangan kondensatorlarning ayrim-ayrim elektr sig'implari yig'indisiga teng bo'ladi.



46-rasm.

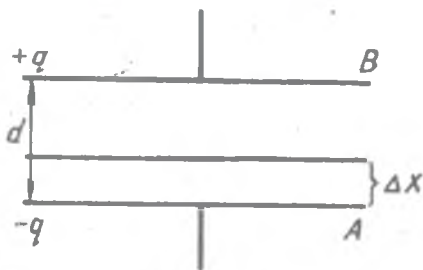
18-§. Nuqtaviy zaryadlar sistemasining energiyasi. Elektr maydon energiyasining zichligi

Elektrostatik maydonning energiyasini tushunish uchun yassi kondensatorning zaryadlanishini ko'rib o'taylik. Yassi kondensatorning $+q$ va $-q$ zaryadli koplamlarini bir-biridan d masofaga uzoqlashtirish uchun o'zaro tortishuvchi elektr kuchlarini yengib A ish bajarishga to'g'ri keladi (47-

rasm). Agar shu holda qoplamlar qo'yib yuborilsa, endi elektr maydon kondensator qoplamlarini bir-biriga yaqin keltirib, o'sha A ishni bajaradi. Demak, bajariladigan ishga sarf qilinadigan energiya hisobiga qoplamlar orasidagi elektr maydon energiyasi W hosil bo'lgan, shuning uchun

$$W = A$$

Kattaliklari bir xil, lekin qarama-qarshi zaryadlar bilan elektrlangan ikki qoplama oralig'idagi elektr maydon energiyasi zaryadlarini ajratish uchun bajarilgan ishga teng bo'ladi. Umumman, kuchlanganligi, E bo'lgan elektr maydonga q zaryad keltirilsa, unga maydon $F = qE$ kuch bilan ta'sir etadi, kondensator qoplamlaridan biri



47-rasm.

$$E_1 = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0}$$

maydon hosil qiladi.

Ikkinchi tomondan $q = \sigma S$ hisobga olinsa,

$$F = qE_1 = \sigma S \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0} = S \frac{\sigma^2}{2\epsilon\epsilon_0}$$

Zaryadlangan A plastina bu kuch bilan zaryadlangan B plastinaga ta'sir etadi.

Shu kabi B plastina ham A plastinaga xuddi shunday kuch bilan ta'sir etadi.

Rasmdan ko'rinadiki, plastinalar orasidagi to'la induksiya oqimi $N=q$ va elektr induksiya $D = \sigma$ bo'lganidan, kuchni to'liq maydon orqali ifodalash mumkin:

$$F = \frac{D}{2\epsilon\epsilon_0} \sigma S = \frac{Eq}{2} \quad (1.68)$$

Yetarli darajada katta plastinalar uchun o'zaro ta'sir kuchi plastinalar orasidagi masofalarga bog'liq emasligidan, ya'ni elektr maydon bir jinsli ekanligidan, plastinalardan birini ikkinchisiga nisbatan d masofaga vakuumda ko'chirishda bajarilgan ish

$$A = Fd = \frac{Eq}{2} d = \frac{qU}{2} \quad (1.69)$$

yoki (1.53) tenglama va ga asosan bo'ladi. Bu ish miqdori kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydonning to'la energiyasini ifodalaydi. Bundan ko'rinadiki, kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydonning energiyasi shu maydonning $V = Sd$ hajmiga proporsional bo'ladi. U vaqtda energiya quyidagicha ifodalanadi:

$$W = \frac{D^2}{2\varepsilon_0} V \quad (1.70)$$

Bu tenglamani $D = \varepsilon_0 E$ bo'lgani uchun uni quyidagicha ham yozsak bo'ladi:

$$W = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} V \quad (1.70a)$$

Bundan tashqari, elektr maydon energiyasining (1.69) ifodasini turli xil kondensatorlarga tatbiq qilinsa bo'ladi, chunki unga faqat qoplamalar orasidagi potentsiallar ayirmasi va zaryad miqdori kirgan $q = CU$ bo'lganligidan energiyani $W = \frac{CU^2}{2}$ deb yozish mumkin.

Yassi kondensator uchun $C = \frac{\varepsilon_0 S}{d}$ ekanligi, shunga ko'ra yassi kondensator energiyasi $W = \frac{\varepsilon_0 S}{2d} U^2$ bo'ladi.

Bu esa teng va qarama-qarshi zaryad bilan elektrlangan va d masofaga uzoqlashtirilgan qoplamalar orasidagi elektr maydonning energiyasi bo'lib hisoblanadi.

Hamma nuqtalarida potentsiali bir xil bo'lgan q zaryadli o'tkazgich energiyasi:

$$W = \frac{1}{2} \int_0^q U dq = \frac{Uq}{2}$$

bo'ladi. $C = \frac{q}{U}$ dan $U = \frac{q}{C}$ yoki $q = CU$ deb olsak,

$$W = \frac{1}{2} qU = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \quad (1.71)$$

ni topamiz. Qoplamalar orasidagi potentsiallar ayirmasi U , elektr sig'imi S va bitta qoplamadagi zaryad q bo'lsa, uning maydonidagi energiyani (1.71) bo'yicha hisoblash mumkin.

Elektr energiyasini (1.71) dan foydalanib, kuchlanganlik YE orqali ham ifodalash mumkin, kesim yuzi S va uzunligi l bo'lgan kubik shakldagi

maydonning Sl hajmdagi energiyasini topishda $U = El$ va $C = \frac{\epsilon_0 S}{l}$ ni hisobga olib, quyidagini olamiz:

$$W = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} Sl = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V \quad (1.72)$$

Energiyaning hajmiga nisbati, ya'ni *maydonning hajm birligidagi energiya miqdori bilan o'lchanadigan kattalik energiya zichligi deyiladi:*

$\omega = \frac{W}{V}$. Hajm birligidagi energiya, ya'ni elektr maydonining energiya zichligi

$$\omega = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \quad (1.73)$$

bo'ladi. Energiya va energiya zichligini muhit uchun ifodalasak, (1.72) va (1.73) formulalar moc ravishda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$W = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} Sl \quad (1.72a)$$

va

$$\omega = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2} \quad (1.73a)$$

19- §. Elektrostatik asboblari

Elektrostatik asboblari elektrostatikaprintsiplarigaasoslangan.

Elektrostatik asboblari sifatida Kulonning buralma tarozisi, Tomsonning absolut elektrometri va kvadrant elektrometrlari haqida tushuncha beramiz.

1. Absolut elektrometri. Absolut elektrometri sxemasi 48- rasmda ko'rsatilgan. U richagli tarozidan iborat bo'lib, pallalaridan biri doira shaklida

kondensatorning qoplamasi B bo'lib, saqlovchi V halqa bilan o'rab olingan bo'ladi. Qoplama A bilan V halqa orasida kichik bir oraliq qoladi, V halqa maydonning bir jinsli bo'lishi uchun xizmat qiladi. Qoplama V yerga ulangan bo'lib, A qoplama esa potensial o'lchanadigan jismga ulangan bo'ladi. Qoplamalar orasida tortishish kuchi F ni tarozining ikkinchi pallasiga qo'yilgan toshning og'irligi R bilan aniqlaymiz. Qoplamaning o'zaro ta'sir

kuchi $F = \frac{W}{d} = \frac{\epsilon\epsilon_0 U^2}{2d^2} S$ toshning og'irligi ham R bo'lgani uchun

$F = P$, bundan:

$$U = \sqrt{\frac{2Pd^2}{\epsilon\epsilon_0 S}} = d \sqrt{\frac{2P}{\epsilon\epsilon_0 S}}$$

2. *Kvadrant elektrometr.* Ichi kovak to'rtta metall S_1, S_2, S_3, S_4 kvadrantlar (49-rasm) bir-biriga kichik oraliq qolgan holda birkitilib, ularning ichiga ingichka simga biskvitsimon strelka osib qo'yilgan. Strelkaning o'qi o'rtada vertikal ravishda o'rnatilgan uchun u gorizontal tekislikda kvadrantlar kovagida aylana oladi.

Tajriba vaqtida avval strelka biror potensialgacha zaryadlanadi. Ikki qarama-qarshi turgan S_1 va S_3 kvadrantlar bir o'tkazgich bilan yerga ulanib, qolgan S_2 va S_4 kvadrantlar esa potenciallar ayirmasi o'lchanishi lozim bo'lgan jismga ulanadi. O'tkazgichlar orasidagi strelkaning burilishi A kvart ipgayopishtirilgan V oynayordami bilan kuzatiladi. Bunday kvadrant elektrometrlarning o'lchash aniqligi 10^{-4} voltgacha yetadi.

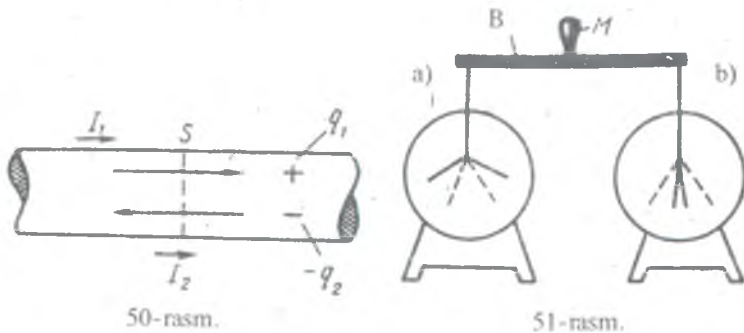
2-bob. O'ZGARMAS TOK

20- §. Tok to'g'risida tushuncha

Elektr zaryadlarining bir tomonlama oqimi *elektr toki* deb yuritiladi. Zaryadlarning qaysi tomonga harakat qilishidan kat'i nazar, *elektr tokining yo'nalishi shartli ravishda musbat zaryadlarning harakat yo'nalishida deb qabul qilingan* $+q_1$ va $-q_2$ zaryadlar qaysi tomon harakat qilsa ham, biribir tok mavjud bo'ladi, ammo uning yo'nalishi kelishilgan tomonga qarab yo'nganligi ko'rsatiladi. Masalan, eritmalarda, umuman biror muhitdagi $-q_2$ zaryadlar bir tomonga harakat qilib I_2 tokni, $+q_1$ zaryadlar unga qarama-qarshi tomonga harakat qilib tokni hosil qilsa, bu toklarning yo'nalishi bir tomonlama deb olinadi, ya'ni tok hosil qiladigan zaryadlar elektr tok esa bo'ladi (50- rasm).

Metallarda erkin elektronlar tartibsiz harakatlanadi, bunda tok hosil bo'lmaydi, elektronlar bir tomonlama harakatlanganda bu elektronlarning harakat yo'nalishiga teskari yo'ngan elektr toki mavjud deb hisoblaymiz.

Bir tajriba o'tkazaylik. Har xil potentsiallarga zaryadlangan ikki metall bir-biriga tekkizilsa, ularning bittasidan ikkinchisiga qisqa vaqtda oniy tok o'tadi. Ikkita elektroskopdan biri *a* ni zaryadlasak, potensial ortishiga qarab, uning yaproqchalari biror burchakka og'adi (51-rasm), ikkinchi *b* zaryadsiz elektroskop yaproqchalari tinch turadi. Ana shu holda



biror M izolator dasta o'rnatilgan B metall tayoqcha bilan bu ikkala elektroskop sharchalarini o'zaro ulasak, shu ondayok zaryadlangan elektroskopdan ikkinchi zaryadsiz elektroskopga oniy tok o'tib, uni zaryadlaydi, buning yaproqchalari ham sal og'ib birinchidagi yaproqlar sal bir-biriga yaqinlashadi (51-rasm, shtrix chiziq). Bu yerda ham B o'tkazgich orqali qisqa vaqtda oniy tok o'tib, u keyin o'tmay qoladi.

Agar a dan b ga Δt vaqtda qancha zaryad o'tganda, uning o'rniga yana shuncha zaryad keltirib, shu vaqt ichida b ga kelgan zaryad olib turilsa, B ulagich orqali tok uzluksiz o'tar edi. Bu tajribamizda a ning potentsiali U_a va b potentsiali noldan boshlab a ning potentsiali pasayadi, b ning potentsiali orta borib, ularning potentsiali tenglashishi bilan tok bo'lmay qoladi. Demak, elektr toki bu ikki nuqtadagi potentsiallar turli, ammo potentsial ayirmasi o'zgarmay doimiy bo'lib tursa, shundagina bu ikki nuqtani ulagan o'tkazgich orqali tok uzluksiz, ya'ni doimiy o'tib turar ekan.

Xulosa qilib aytganda, ikki nuqtadagi potentsiallar har xil, ya'ni potentsial ayirmasi mavjud bo'lsa, bu nuqtani ulagan o'tkazgich orqali potentsiali yuqori bo'lgan nuqtadan potentsiali past bo'lgan nuqta tomon yo'nalgan elektr toki o'tadi.

Elektronlarning o'tkazgichdagi bir tomonlama harakati uzluksiz bo'lishi uchun undagi elektr maydon ta'siri ham doimiy bo'lishi kerak.

Erkin musbat zaryadlarning elektr maydondagi harakati, potentsiali yuqori bo'lgan nuqtadan potentsiali kam bo'lgan nuqta tomon bo'ladi. Metallarda elektronlarning harakat yo'nalishi tokning yo'nalishiga teskari bo'ladi.

O'tkazgichning uchlariga ma'lum potentsiallar ayirmalari qo'yilgan zahoti elektr maydon yorug'lik tezligi bilan o'tkazgichda tarqaladi va bu maydon o'z navbatida o'tkazgichning hamma joyida mavjud bo'lgan erkin elektronlarni kichik potentsialli joylardan katta potentsialli joylarga qarab harakat qilishga majbur qiladi, natijada o'tkazgich bo'ylab bir tomonlama yo'nalishda elektr toki o'ta boshlaydi. Lekin o'tkazgichdagi erkin elektronlar maydon tezligi bilan harakat kila olmaydi. O'tkazgichda elektr maydon

kuchlanganligi $100 \frac{V}{m}$ bo'lganda, elektronlarning harakat tezligi atigi $0,1$ m/s ga yaqin bo'ladi.

Elektr stansiyalardan beriladigan tokning uzoq masofalarga borishi uchun dinamo-mashina o'rnamlarida qo'zg'algan elektronlarning bevosita iste'molchiga kelib yetishlari shart emas, o'tkazgichning hamma yeridagi erkin elektronlar o'z joyidan bir tomonga harakatda bo'lishi yetarlidir.

21-§. Tokning zichligi, o'tkazuvchanlik

Elektr tokini miqdoriy tomondan xarakterlash uchun *tok kuchi* degan kattalikdan foydalaniladi. Tok kuchining son qiymatini o'lchash uchun o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi orqali vaqt birligi ichida o'tgan zaryad miqdori olingan. Agar Δt vaqt ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi orqali Δq zaryad o'tsa, ta'rifimizga muvofiq shu paytdagi tok kuchi

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (2.1)$$

bo'ladi. Teng vaqtlarda o'tadigan zaryad miqdorlari Δq har xil bo'lsa, (2.1) o'rnida tok kuchining o'rtacha qiymatini olamiz:

$$\langle I \rangle = \frac{\Delta q}{\Delta t}$$

Δq bir xil bo'lsa, $I = \text{const}$ bo'ladi. Bu holda tok kuchini (2.1) ko'rinishda ifodalash mumkin.

Metall ichida elektron betartib harakat qilib, kristall tugunidagi atom bilan to'qnashguncha taxminan kvadratik tezlik \bar{u}_k ga yaqin o'rtacha \bar{u} tezlik bilan harakat qilib, o'rtacha erkin yugurish yo'li $\bar{\lambda}$ ni $\tau = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$ vaqt ichida bosib o'tadi.

Agar metall ichida bir jinsli kuchlanganligi \vec{E} bo'lgan elektr maydon hosil qilinsa, elektron maydon ta'sirida qo'shimcha \vec{v} tezlikka ega bo'lib, natijaviy $\vec{c} = \bar{u} + \vec{v}$ tezlik bilan harakat qiladi. Xaotik harakat qilayotgan elektron goh maydon bo'ylab, goh maydonga teskari yo'nalgan tezlik bilan harakat qilayotgani sababli, vaqt oralig'ida u ning o'rtacha qiymati nolga teng va bo'ladi. Elektr toki tok kuchi va tok zichligi kabi tushunchalar bilan miqdoriy hamda zaryadlarning yo'nalishi bilan xarakterlanadi.

Ko'ndalang kesim yuzi S , uzunligi $\vec{v} dt$ ga teng bo'lgan silindrsimon o'tkazgich bo'lagini olib, uning ichida \vec{E} elektr maydon hosil qilaylik. Maydon ta'sirida tartibli harakat qilayotgan $S\vec{v} dt$ hajm ichidagi elektronlarning hammasi dt vaqt ichida maydon yo'nalishida bir asosdan ikkinchi asosga ko'chib ulguradi:

$$dq = enS\vec{v} dt,$$

bu yerda n -birlik hajmdagi elektronlarning konsentratsiyasi. Yuqoridagi ifodadan tok kuchi va tok zichliklari quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = \frac{dq}{dt} = enS\vartheta$$

$$i = \frac{I}{S} = enS\vartheta \quad (2.2)$$

e va ϑ larning ko'paytmasi har doim $e\vartheta > 0$ bo'lganligidan tok maydon bo'ylab, musbatdan manfiyga tomon yo'nalgan bo'ladi.

Elektrotexnikada tok kuchining birligi uchun o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi orqali bir sekundda 1 Kulon zaryad o'tishida hosil bo'lgan tok kuchi «amper» (A) deb olingan, ya'ni $[I] = 1 \frac{C}{s} = 1A$ yozuv ham uchraydi (1 A ning SI sistemasidagi hozirgi ta'rifi 58- § da berilgan).

Tok zichligining birligi esa $j = 1 \frac{A}{m^2}$.

Agar q o'zgaruvchan bo'lsa, har ondagi tok kuchi zichligi har xil bo'lib, u $j = \frac{dI}{dS}$ deb yoziladi. SI sistemada tok kuchi va uning o'lchov birligini belgilash uchun elektr toklarining ma'lum uzoqlikdan o'zaro elektrodinamik ta'siri asosida belgilanadi.

Tajriba asosida Om qonuni, ya'ni o'tkazgich orqali o'tayotgan tok kuchi I o'tkazgichdagi elektr maydon kuchlanganligi YE ga proporsional deb yozish mumkin:

$$j = \sigma E \quad (2.3)$$

Bu yerda σ — *elektr o'tkazuvchanligi* o'tkazgichning tabiatiga bog'liq, har bir o'tkazgich uchun doimiy kattalik.

Elektr tokini, ya'ni elektr zaryad o'tishini elektr zaryadlar ko'chishi deb qarasaq, gazlarning molekular kinetik nazariyasidagi ko'chish hodisalari qonuni kabi Δl uzunlikdagi o'tkazgichning uchlaridagi potentsiallar ayirmasi U bo'lsa, uning ko'ndalang kesim yuzi ΔS orqali Δt vaqt ichida o'tuvchi ko'chuvchi zaryad miqdori Δq tubandagicha yoziladi:

$$\Delta q = -\sigma \frac{U}{\Delta l} \Delta S \Delta t \quad (2.4)$$

Bu tenglamadagi minus ishora kuchlanishning o'tkazgich uzunligi bo'yicha kamaya borishini ko'rsatadi.

Bu (2.4) tenglamaning har ikki tomonini Δt ga bo'lsak, $I = \frac{\Delta q}{\Delta t} =$
 $= -\sigma \frac{U}{\Delta l} \Delta S$ kelib chiqadi, buni $I = \frac{U}{\frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}}$ shaklida yozib, $\sigma, \Delta l, \Delta S$

larning qiymati shu o'tkazgich uchun doimiy bo'lishini hisobga olib, Om uni qarshilik, ya'ni

$$\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta S} = R \quad (2.5)$$

deb belgilagan. Bu holda

$$I = \frac{U}{R} \quad (2.6)$$

tenglama chiqadi. Bundagi R kattalik o'z navbatida (2.5) tenglamaga asosan Δl , ΔS va σ ga qarab katta, kichik bo'lishi mumkin. R katta bo'lsa, tok kuchi kamayadi degan xulosaga kelinadi, demak, tokni kamaytirib uning o'tishiga to'sqinlik ko'rsatadigan kattalikni Om birinchi marta «qarshilik» deb atagan.

O'tkazgichdan o'tadigan tok kuchi o'tkazgich uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri, uning qarshiligiga teskari proporsional degan (2.6) ifoda bir qator tajribalar asosida tekshirib tasdiqlangan va uni zanjir bo'lagi (bir qismi) uchun Om qonuni deb qabul qilingan.

(2.5) formuladagi elektr o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti σ ning teskari qiymati $\frac{1}{\sigma} = \rho$ *solishtirma qarshilik* deyiladi. (2.5) tenglamadan $\rho = \frac{\Delta S}{\Delta l} R$ bo'lib, uzunligi 1 m va kesim yuzi 1 m² bo'lgan o'tkazgichning qarshiligiga teng bo'lib, o'tkazgichning tabiatiga bog'liq bo'lgan kattalikdir. Ilgari elektrotexnikada ko'ndalang kesim yuzi 1 mm² va uzunligi 1 metr bo'lgan o'tkazgichning qarshiligiga uning *solishtirma qarshiligi* deyiladi. Bunda ρ ning birligi $\frac{mm^2}{m} \Omega$.

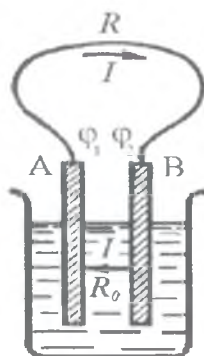
22- §. Om qonunining integral ifodasi

O'tkazgichdan uzluksiz ravishda tok o'tib turishi uchun uning uchlari-dagi potentsiallar ayirmasi $\varphi_1 - \varphi_2 = const$ doimiy saqlanib turishi kerak. Doimiy potentsiallar ayirmasining manbalaridan biri galvanik elementlardir. Galvanik element birinchi va ikkinchi jins o'tkazgichlarning

kombinatsiyasidan iborat bo'ladi. Daniel elementi rux va mis kuporoslaridan iborat elektrolitlarga botirilgan rux va mis elektrodlaridan tashkil topgan bo'lib, ular maxsus kovak bilan ajratib quyiladi. Har ikkala elektrodning eritma bilan chegara qismlarida potensial sakrashlar yuzaga keladi. Bu potensial sakrashlarning yig'indisi EYUK ni hosil qiladi. Daniel elementida u taxminan 1,1 V ga teng.

Potensial sakrashning sababini tushuntirishdan avval galvanik elementni tashqi zanjirga ulaganda qanday hodisa ro'y berishini ko'raylik (52-rasm).

Galvanik element va tashqi zanjir qarshiligi 52-rasmda elementni tashqi zanjir bilan tutashtirgan qarshilikni R bilan (tashqi qarshilik) va ichki qarshilikni R_0 deb belgilaylik. Tashqi qarshilikning uchlaridagi potensial $\varphi_1 > \varphi_2$ bo'lganda tok zanjirda ko'rsatilgandek chapdan o'ngga tomon oqadi. Zanjirning tok oqayotgan tashqi qismiga Om qonunini tatbiq qilsak potensial tushuvi $\varphi_1 - \varphi_2 = IR$ ga teng bo'ladi.



52-rasm.

Galvanik elementdan oqayotgan tok chiziqlari oqimi $\sum i_n \Delta S$ ochiq emas, aksincha berk bo'lib, zanjirning ichki qismi bo'ylab tutashib ketadi. Oqim o'ngdan chap tomonga qarab oqadi (V elektroddan A elektrodba). Bu hol faqat elektrolit bilan elektrod chegarasida potensial sakrashi bo'lgandagina bo'lishi mumkin. Butun berk zanjirdagi potensial sakrashi va tushishlarini grafikda tasvirlash qulay bo'lishi uchun, Φ potensiallarni silindrik sirt yasovchilari bo'ylab joylashtiramiz (53-rasm).

Elektrolit ichida V elektrod bilan elektrolit chegarasida potensial φ_2 gacha ko'tariladi. A elektrod bilan elektrolit chegarasidagi potensialning o'zgarishi φ_1 bilan belgilasak, quyidagi munosabatlar o'rinli bo'ladi:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = Ir,$$

r -zanjir ichki qismining qarshiligi. So'nggi ikki ifodaning har ikki tomonini moslab qo'shib, potensial sakrashlarini E_1 va E_2 bilan belgilasak:

$$\varphi_1 - \varphi_1 = E_1, \quad \varphi_2 - \varphi_2 = E_2$$

larni hosil qilamiz. Butun konturni aylanib chiqishdagi potensial sakrashi va tushishlarining algebraik yig'indisi $IR + Ir = E$ ga teng va $E = E_1 + E_2$ ni elektr yurituvchi kuch deyilib, bu tenglik berk zanjir uchun Om qonunidan iboratdir. Agar IR ni $\varphi_1 - \varphi_2$ ekanligini e'tiborga

olsak, element klemmlaridagi potensial farqi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = E - Ir$$

ga teng bo'ladi.

Agar ochiq tutashtirilmagan element uchun $I = 0$ bo'lsa, zanjirning ichki qismida ham potensial tushuvi nolga teng bo'ladi ($Ir = 0$), EYUK esa ochiq element klemmlaridagi potensial farq $\varphi_1 - \varphi_2 = E$ ni ifodalaydi.

Tashqi qarshilik R bilan tutashtirilgan element klemmlaridagi potentsiallar farqi har doim elementning elektr yurituvchi kuchidan kichik bo'lib, Ir ga farq qiladi. Shunday qilib, shartli ravishda musbat deb olingan zaryadlar galvanik elementda faqat potensialning kamayishi (ΔV) tomon emas, balki elektr maydoniga teskari, zanjirning ichki qismida VSA yo'nalishda, potensialning o'sishi tomon ham, potensial sakrash sohalari bo'ylab ham yo'nalgan bo'ladi. Zaryadlarning yopiq egri chiziqlar bo'ylab qilgan harakatlari statsionar toklarning berkligi va zaryadlarning saqlanish qonuni $I\Delta t = \sum i_n \Delta S \Delta t = -\Delta q$ ni ham ifodalaydi. ΔS sirt bilan chegaralangan hajm ichidagi Δq zaryadning o'zgarishi tashqaridan hajm ichiga olib kirilayotgan yoki undan tashqariga olib chiqilayotgan zaryadlarning o'zgarishi hisobiga bo'ladi, $\sum i_n \Delta S$ da i_n tok zichligi vektorining S sirtga normal yo'nalishidagi proyeksiyasidir. Shunday qilib, statsionar toklar tok zichligi chiziqlari oqimi $\sum i_n \Delta S \Delta t$ ning o'zgarishiga bog'liq. Agar oqim (hajm ichidagi zaryad) o'zgarmas bo'lsa, tok chiziqlari sirtni kesib o'tadi xolos. $\sum i_n \Delta S \Delta t \neq 0$ munosabat oqimning uzluksizligini statsionar toklarning berkligini ta'minlaydi. Zanjirning VSA qismida zaryadlarni maydon yo'nalishiga teskari yo'nalishda harakatlantirayotgan (potensial o'sishi yo'nalishida) kuchlar elektr tabiatiga ega bo'lmagan xarakterdagi kuchlar bo'lib, unga chet kuchlar deyiladi. Galvanik elementlarda chet kuchlar ximiyaviy reaksiya vaqtida elektrodning elektrolitda erishi hisobiga yuzaga keladi. Fotoelementlarda metall sirtiga tushgan yorug'lik metall sirtidan elektronlarni uzib chiqaradi. Elektrofor mashinasida chet kuchlar mexanik ish hisobiga hosil bo'lib, kondensatorlarda uzluksiz ravishda musbat va manfiy zaryadlarni to'plab berib turadi.

Zanjirning ixtiyoriy qismiga ta'sir qilayotgan chet kuchlar bo'lgan hol uchun elektr yurituvchi kuch tushunchasini umumlashtiraylik. Om qonunining differensial ko'rinishi tok zichligi zaryadga faqat elektr kuchlari ta'siri qilganda quyidagicha yozilar edi:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

Biz ko'rayotgan holda esa zaryadga elektr kuchi $q\vec{E}$ dan boshqa (q-musbat elektr zaryadi), elektr tabiatiga ega bo'lmagan \vec{f}_0 chet kuch ham ta'sir qiladi. Bu kuchlar ta'sirida q zaryad

$$\vec{a} = \frac{\vec{f} + \vec{f}_0}{m} = \frac{q\vec{E} + \vec{f}_0}{m} = \frac{q(\vec{E} + \vec{f}/q)}{m}$$

tezlanish oladi. $\frac{\vec{f}_0}{q} = \vec{E}_0$ esa chet kuchlar vektorining kuchlan-ganligini bildiradi. Bu ikki kuchlanganliklarni nazarda tutsak, Om qonuni

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}_0)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu ifodadan tashqi kuchlar bo'lmagan zanjirning qismlarida $\vec{E}_0 = 0$ bo'lganidan, Om qonunining avvalgi ko'rinishi hosil bo'ladi.

Uzunligi $\Delta\ell$ ga teng bo'lgan tok nayni olib, bu oraliqda yuqoridagi ikki kuchlar ta'sirida q zaryadni ko'chirishdagi bajarilgan ishni topaylik. Avval \vec{E} va \vec{E}_0 larni uzunlikka proyeksiyalaymiz:

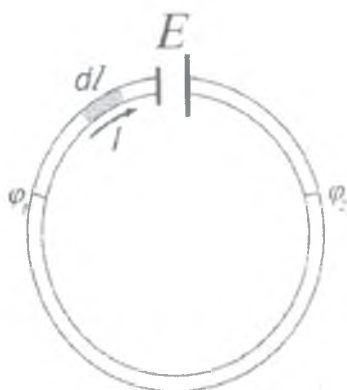
So'ngra $q\Delta\ell$ ga ko'paytirib, berk zanjir bo'ylab q zaryadni ko'chirishda bajarilgan ishni topamiz:

$$q\Delta\ell E_r + q\Delta\ell E_{0r} = q \frac{i}{\sigma} \Delta\ell \text{ yoki}$$

$$q \sum \Delta\ell E_r + q \sum E_{0r} \Delta\ell = \sum \rho \frac{\Delta\ell}{\Delta S}$$

Nayning istalgan ko'ndalang kesimidan o'tayotgan tok kuchi I o'zgarmas bo'lganidan I ni yig'indi belgisidan tashqariga chiqarish mumkin. Oxirgi ifodaning ikkinchi hadi elektr kuchlarining berk yo'lda bajargan

ishiga teng bo'lib, u nolga teng; tenglikning o'ng tomonidagi $\rho \sum \frac{\Delta\ell}{\Delta S}$



53 a-rasm.

had esa butun zanjirning to'liq qarshiligi $(R + r)$ ga teng. $I(R + r) = E$ EYUK dan iborat bo'lganligi sababli

$$\sum E_{0r} \Delta \ell = I(R + r) = E$$

ga tengdir. $\sum E_{0r} \Delta \ell$ esa chet kuchlar kuchlanganlik vektorining sirkulatsiyasini ifodalab, zanjirning EYUK ga teng.

EYUK ning potensial sakrashlari yig'indisi va birlik musbat zaryadni berk yo'lda ko'chirishda bajarilgan ishiga teng kabi

ta'riflar $\sum E_{0r} \Delta \ell$ ifodaga berilgan ta'rif-

ning xususiy xollaridir.

Yuqoridagi mulohazalarni galvanik elementni o'z ichiga olgan berk zanjirning ayrim bo'lagiga ham tatbiq qilib, Om qonunining integral shaklini hosil qilish mumkin bo'lishi uchun berk zanjirdan $d\ell$ bo'lakni ajratib olaylik. Uning ko'ndalang kesim yuzi S o'zgarmas maydon \vec{E} tok zichligi bir jinsli bo'lib, ko'ndalang kesim yuziga tik bo'lsin (53, a-rasm).

U holda $\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}_0)$ ni quyidagi ko'rinishda yozib olamiz:

$$\frac{I}{S} = \sigma(E_t + E_{0t}) \quad (2.8)$$

yoki

$$\frac{I}{S} = \sigma \left(-\frac{d\phi}{dl} + E_{0t} \right) \quad (2.9)$$

So'nggi (2,9) tenglikning har ikkala tomonini $\rho d\ell = \frac{d\ell}{\sigma}$ ga ko'paytirib 1 va 2 chegarada integrallaylik.

$$I \int_1^2 \rho \frac{d\ell}{\sigma} = \phi_1 - \phi_2 + \int_1^2 E_{0t} d\ell \quad (2.10)$$

$\frac{\rho d\ell}{S} = dR$ ga, $\int_1^2 \frac{\rho d\ell}{S}$ esa R_{12} ga teng bo'lib, zanjir shu qismning to'liq qarshiligini (elementning ichki qarshiligi r bilan birga) ifodalaydi.

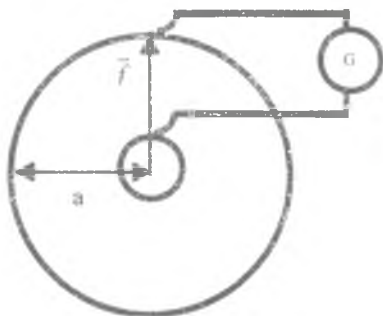
$\int_1^2 E_{0r} dl$ avval qayd etganimizdek, elementning elektr yurituvchi kuchini ifodalaydi. Shunday qilib,

$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + E \quad (2.10a)$$

munosabat Om qonunining integral ko'rinishidir. Agar integral ayrim zanjir bo'lagi uchun olinmasdan, yopiq kontur bo'yicha olinsa, birlik zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish $\oint (\vec{E} + \vec{E}_{0r}) dl$ ga teng bo'lib,

$I \oint \frac{\rho dl}{S} = I(R + r)$ esa E ga teng. Chet kuchlar kuchlanganligini aniqroq tasavvur qilish uchun radiusi a ga teng bo'lgan metall diskning aylanma harakatini tekshiraylik. Disk burchak tezlik bilan tekis aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Disk elektr zanjiriga disk o'qi va uning aylanasi ga tegadigan sirpanuvchi kontaktlar yordamida ulangan (53, b-rasm).

U holda metall tarkibida tartibsiz harakat qilayotgan har bir elektronga radius bo'ylab markazdan qochma $m\omega^2 r$ kuch ta'sir qiladi. Xuddi mana shu kuch-chet kuch bo'ladi va bu kuchning sirkulatsiyasi EYUK ni vujudga keltiradi va o'q bilan disk chetidagi sirpanuvchi kontakt orasida kuchlanish yuzaga keladi, bunda markazga intilma kuch $f_0 = m\omega^2 r$ ga teng, r -disk o'qidan elektrongacha bo'lgan masofa, m -elektronning massasi. Mana shu kuch elektronga ta'sir qiladi, shuning uchun



53 b-rasm.

$$E_{0r} = \frac{f_0}{e} = \frac{m\omega^2 r}{e}$$

Paydo bo'ladigan EYUK quyidagiga teng:

$$E = \int_0^a \frac{m\omega^2 r}{e} dr = \frac{m\omega^2}{e} \int_0^a r dr = \frac{m\omega^2}{e} \frac{a^2}{2}$$

Bunda $a=0,1$ m, $\omega=10^{-3}$ s⁻¹, $m=9 \cdot 10^{-31}$ kg va $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl deb olib EYUK kattaligini hisoblaymiz:

$$E = \frac{9 \cdot 10^{-31} (10^3)^2 \cdot (0,1)^2}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ V.}$$

23- §. O'zgarimas tokning ishi va quvvati

Elektr zanjirida energiya bir turdan boshqa turga bir necha marta aylanadi. Tok manbaida biror xil energiya (masalan, mexanik, kimyoviy energiya) elektr energiyaga aylanadi, tok zanjirida esa elektr energiya ekvivalent miqdorda boshqa xil energiyaga aylanadi. Elektr energiyasining boshqa tur energiyalarga aylanishiga, elektr zaryadning zanjir bo'ylab harakatlaniruvchi elektr maydon kuchlarining bajaragan ishi o'lchov bo'ladi. Elektr zanjirida zaryadlarni ko'chirishda elektr kuchlarining bajaragan ishi *tokning ishini* ifodalaydi.

Zanjirning bir jinsli o'tkazgichdan iborat ixtiyoriy qismidan t vaqt ichida q zaryad miqdori o'tgan bo'lsin, deb faraz qilaylik. Unda elektr maydoni $A=qU$ ish bajaradi, bunda U — zanjir qismidagi kuchlanish. Tok kuchi

$$I = \frac{q}{t}$$

bo'lgani uchun bu ish quyidagiga teng:

$$A = IUt$$

Zanjirning bir qismida o'zgarimas tokning bajaragan ishi shu qism uchlaridagi kuchlanish bilan undan o'tayotgan tok kuchi hamda shu tok o'tib turgan vaqt ko'paytmasiga teng.

Agar bir jinsli zanjirning bir qismiga oid Ohm qonuniga asosan tok kuchini kuchlanish orqali yoki kuchlanishni tok kuchi orqali ifodalasak, tok ishining bir-biriga ekvivalent bo'lgan quyidagi ifodalarini topamiz:

$$A = IUt = I^2 Rt = \frac{U^2}{R} t \quad (2.14)$$

O'tkazgichlar ketma-ket ulanganda $I^2 Rt = A$ formuladan foydalanish qulay, chunki bu holda hamma o'tkazgichlardan o'tayotgan tok bir xil qiymatga ega bo'ladi.

O'tkazgichlar parallel ulanganda $A = \frac{U^2}{R}t$ formuladan foydalanish qulay, chunki bu holda hamma o'tkazgich uchlarida kuchlanish bir xil bo'ladi.

Agar kuchlanish voltlarda, tok kuchi amperlarda, vaqt esa sekund hisobida o'lchansa, ishning SI'dagi birligi

$$[A] = 1B \cdot 1A \cdot 1s = 1J$$

bo'lishi kelib chiqadi.

Ayni bir vaqt ichida tok bir iste'molchida ikkinchi iste'molchidagiga qaraganda ko'proq ish bajarishi mumkin. Shuning uchun tok ishi bilan bir katorda tok kuvvati tushunchasi kiritiladi.

Vaqt birligi ichida tokning bajargan ishi bilan o'lchanadigan kattalikka tok quvvati deyiladi:

$$P = \frac{A}{t}$$

Bu ifodadagi ishni uning (2.14) formuladagi qiymatlari bilan almash-tirsak, tok quvvati uchun

$$P = IU = I^2R = \frac{U^2}{R}$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Zanjirning bir qismida tokning kuvvati shu qism uchlaridagi kuchlanish bilan qismdan o'tayotgan tok ko'paytmasiga teng bo'lar ekan.

SI sistemasida quvvat birligi

$$[P] = 1A \cdot 1V = 1Wt$$

Quvvat birligi vatt bo'lganligidan tok ishi (elektr energiyasi) ning birligi quyidagicha bo'ladi:

$$[A] = 1Wt \cdot 1s$$

Tok bajargan ish maxsus avtomatik asboblari (elektr hisoblagichlari) bilan o'lchanadi, ular ishni kilovatt-soat hisobida qayd qiladi.

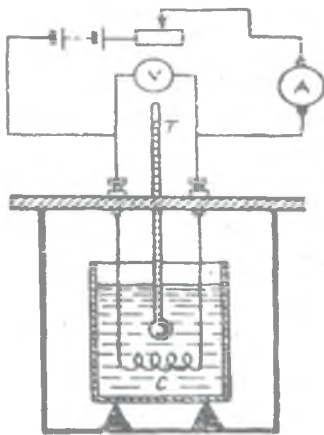
Elektr zanjiridagi kuvvatni ampermetr va voltmetr yordamida o'lchash mumkin. Buning uchun kuvvati o'lchanayotgan zanjir qismiga (iste'molchiga) ampermetrni ketma-ket, voltmetrni esa parallel qilib ulash lozim.

Tok quvvatini *vattmetr* deb ataladigan maxsus asbob bilan ham o'lchash mumkin. Bu asbob ham voltmetr, ham ampermetr prinsipidatuzilgan.

24- §. Joule- Lens qonuni

O'tkazgichdan tok o'tganda o'tkazgich qiziydi. Bu hodisani quyidagicha tushuntirish mumkin. O'tkazgichda tok bo'lmaganda undagi erkin elektronlar tartibsiz harakatlanadi va kristall panjaraning ionlari bilan to'qnashib, ular bilan energiya almashadi. Erkin elektronlarning ionlarga beradigan energiyasi o'rta hisobda ionlarning elektronlarga shu to'qnashish vaqti davomida berayotgan energiyasiga teng bo'ladi. Bu holda erkin elektronlar sistemasi bilan panjaradagi ionlar sistemasi o'rtasida issiqlik muvozanati yuzaga keiadi. O'tkazgichdan tok o'tayotganda esa elektronlar tartibli harakatga keladi. Elektronlar kristall panjaradagi ionlar bilan ketma-ket to'qnashganda ularga ko'proq energiya beradi-yu, lekin ulardan kamroq energiya oladi. Elektronlar energiyasining kamayishi elektr maydon energiyasi hisobiga tezda tiklanadi. Buning natijasida erkin elektronlar sistemasi bilan panjaradagi ionlar sistemasi o'rtasidagi issiqlik muvozanati buziladi, o'tkazgichning ichki energiyasi ortadi va o'tkazgich bilan atrofdagi muhit o'rtasida issiqlik muvozanati yuzaga kelmaguncha o'tkazgichning harorati ko'tarila boradi.

Rus olimi E. X. Lens va ingliz olimi Joule bir-biridan tamomila bexabar, turli hollarda tok ajratgan issiqlik miqdorini tajribada o'lehab topdilar. Sarflangan elektr energiya bilan ajralib chiqqan issiqlik orasidagi munosabatni o'rnatish maqsadida sxemasi 54- rasmda ko'rsatilgan qurilmada tajriba o'tkazish mumkin.



54-rasm.

Agar toza suvli kalorimetrda S spiral sim tushirib, ampermetr va voltmetr bilan tok kuchi va kuchlanish o'lchansa, sekundomer yordamida tokning o'tish vaqti belgilansa, tokning ishi (2.13) formulaga asosan hisoblanadi:

$$A = IUt$$

Agar zanjirga elektr energiyasini boshqa tur energiyaga aylantiruvchi maxsus asboblardan (masalan, elektr dvigatel) ulanmagan bo'lsa, energiyaning saqlanish qonuniga binoan tokning butun ishi issiqlik ajralishiga ketadi, shuning uchun

$$Q = IUt$$

deb yozish mumkin.

Spiralning qarshiligi R bo'lsa, zanjirning bir kismiga oid Om qonuniga asosan $U = IR$ bo'lgani uchun

$$Q = I^2 Rt$$

ifodani hosil qilamiz. Bu formula Joule — Lens qonunini ifodalaydi: zanjirning bir qismidan tok o'tganda ajralib chiqqan issiqlik miqdori tok kuchining kvadrati bilan qism qarshiligi va tokning doimiy saqlanib o'tgan vaqti ko'paytmasiga teng.

Elektr tokining ishini turli formulalar bilan ifodalash mumkin ekanligini [(2.14) formulaga qarang]) nazarga olib, Joule — Lens qonunini quyidagi ko'rinishlarda yozish mumkin:

$$Q = IUt = I^2 Rt = \frac{U^2}{R} t \quad (2.15)$$

Agar tok kuchi Amper hisobida, qarshilik Om hisobida, vaqt sekund hisobida o'lchansa, issiqlik miqdori Joule hisobida ifodalanadi.

25-§. Qarshilikning haroratga bog'liqligi

Tajribalardan ma'lumki, harorat ortishi bilan o'tkazgich qarshiligi ortadi, chunki yuqori haroratda elektronlar issiqlik harakati tezligining ortishi bilan ularning tartibli siljishi kamayishi tufayli tok kuchi kamayadi, shuning uchun o'tkazgich qarshiligi ortgan bo'ladi. Agar 0°C dagi o'tkazgich qarshiligi R_0 bo'lib, uning harorati Δt° ga ko'tarilsa, uning qarshiligi moddaning tabiatiga bog'liq holda ΔR ga ortadi, bu qarshilik o'zgarishi harorat o'zgarishi bilan avvalgi qarshilikka mutanosib bo'ladi, ya'ni

$$\Delta R = \alpha R_0 \Delta t^\circ$$

bundan $\frac{\Delta R}{R_0} = \alpha \Delta t^\circ$ bo'lib, harorat 0°S dan t° gacha o'zgarganda qarshilik

R_0 dan R gacha o'zgarganligidan:

$$R = R_0 + R_0 \alpha \Delta t^\circ \quad (2.16)$$

Amalda qarshilikni hisoblash uchun tubandagi tenglamadan foydalanish mumkin:

$$R = R_0 (1 + \alpha t^\circ) \quad (2.16a)$$

Bu yerda α — qarshilikning termik koeffitsienti bo'lib, turli moddalar uchun turli son qiymatiga ega bo'ladi. t° esa Selsiy shkalasida ko'rsatilgan haroratdir.

(2.16a) tenglamadan ko'rinib turibdiki, harorat 0°S dan pasaya borsa, o'tkazgichning qarshiligi kamayadi.

Qarshiligi bir birlikka teng bo'lgan o'tkazgichning hapopati bir gradusga o'zgariganda hosil bo'lgan qarshilik o'zgarishiga son jihatidan teng bo'lgan kattalikka qarshilikning termik koeffitsiyenti deyiladi.

Ba'zi metallar uchun 0-100°C da α ning o'rtacha qiymatlari (grad^{-1} yoki K^{-1})		Turli moddalarning 18°C da Om metr bilan ifodalangan solishtirma qarshiligi	
1-jadval		2-jadval	
Temir	0,00625	Temir	$8,6 \cdot 10^{-8}$
Kumush	0,00400	Kumush	$1,6 \cdot 10^{-8}$
Mis	0,00445	Mis	$1,7 \cdot 10^{-8}$
Konstantan	0,00004	Konstantan	$50,0 \cdot 10^{-8}$
Aluminiy	0,00423	Aluminiy	$3,0 \cdot 10^{-8}$
Simob	0,00027	Manganin	$43,0 \cdot 10^{-8}$

O'tkazgich haroratining pasaya borishi bilan qarshiligining kamaya borishi olimlarni qiziqirdi. Agar amalda harorat Selsiy shkalasi bo'yicha

noldan kamaya borib, uning son qiymati $\rho = \frac{1}{\alpha}$ grad bo'lsa,

$1 + \alpha t^{\circ} = 0$ bo'lib, qarshilik ham $R = 0$ bo'lishi kerak. Bunga o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi deyiladi. Bu sharoitda o'tkazgich orqali xohlagancha katta tok kuchi orqali elektr energiyasini uzatish mumkin bo'lar edi. Bu o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini tekshirish uchun Kamerling-Onneslar avval past haroratga erishish uchun tajriba qilib, 1911 yil geliyni suyuqlikka aylantirganda, uning harorati $T = 4,2 \text{ K}$ bo'lib, bu haroratda, simobning qarshiligi sakrash bilan nolga teng bo'lishini kuzatganlar. Bu hodisani 33-§ da mufassal ko'ramiz.

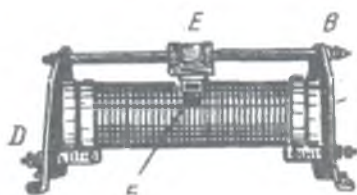
26- §. Reostat (qarshiliklar)

Ko'p vaqt tok zanjiriga doimiy yoki o'zgaruvchan qarshilikni ulash zarur bo'ladi. Bunday qarshiliklarni *reostatlar* deyiladi. Ular turli tuzilishda uchraydi.

1. Sirpanuvchan *kontaktli (jilgichli) reostatlar*. Izolyatsion materialdan yasalgan A nay ustida ma'lum qarshilikka ega bo'lgan o'tkazgich sim g'altak kabi o'ralgan bo'lib, metall sterjenda ulangan YE jilgich g'altak bo'ylab,

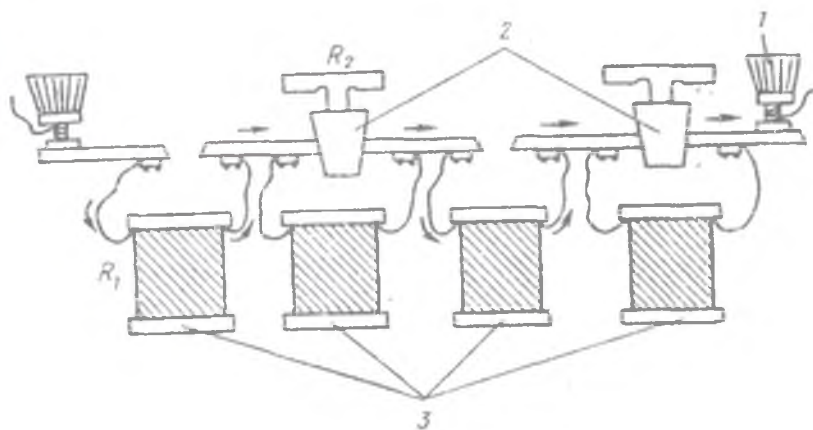
B poyachalari bilan siljib yuradi va uning ma'lum qismlarini o'zi sirpanib yuradigan o'tkazgich sterjen (o'zak) ga ketma-ket ulaydi (55-rasm).

Ye jilgich joyini o'zgartirib, biz g'altakning ko'p yo oz qismini ulagan bo'lamiz. Rasmlardan ko'rinadiki, ulanishga qarab reostatning BED , SEV bo'laklari ishchi qismi bo'la oladi.



55-rasm.

2. *Qarshilik magazini ham reostatning bir turidir.* Bu tipdagi reostatlarda yog'och qutichaning ebonit qopqog'idagi metall tiqinlar orqali ma'lum qarshilikka ega bo'lgan g'altaklar bir-biriga 56-rasmda ko'rsatilgandek ulangan bo'ladi. Agar tiqinlarning biri chiqarib qo'yilsa, u vaqtda tok faqat shu tiqin ostidagi qarshilik orqali o'tadi, qolgan tiqinning qarshiligi nolga yaqin (kichik) bo'lgani uchun uning qarshiligini hisobga olib o'tirmay, tok faqat tiqini olingan qarshilikdan o'tadi deb qo'yaqolamiz.



56-rasm.

Qarshiliklar magazini olti dekadadan iborat bo'lib (57-rasm), 0,1 dan 99999,9 Om gacha qarshilik chegarasida o'zgarmas tokda qo'llaniladi. Har bir dekada besh g'altakli sxema bo'yicha tuzilgan bo'lib, richagli ulagich orqali qarshilikning har xil qiymatlarini olishga imkon beradi.

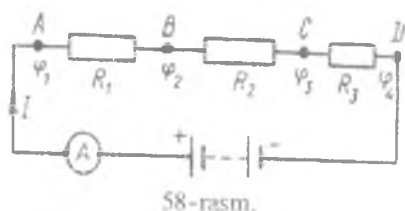


57-rasm.

Qarshilik qopqog'iga to'rtta ulash nuqtasi o'rnatilgan bo'lib, zarur miqdordagi qarshiliklarni olish mumkin. Bu vaqtda magazindagi qarshilikdan o'tayotgan tokning miqdori 3-jadvalda keltirilgan qiymatdan oshmasligi kerak.

Dekadalar, Ω	$9 \times 0,1$	9×1	9×10	9×100	9×1000	9×10000
Tok kuchi, A	0,5	0,5	0,16	0,05	0,016	0,005

27- §. Qarshiliklarni ketma-ket ulash



ΔV , ΔV_S , ΔV_D qarshiliklarning 58-rasmda ketma-ket ulanishi keltirilgan. Bunday ulashda barcha qarshilikdan o'tuvchi tok kuchi bir xil bo'ladi.

Bu ulangan o'tkazgichlarning qarshiliklari moc ravishda R_1, R_2, R_3 bo'lib, ulardan I tok kuchi o'tsin,

Om qonuniga asosan (58-rasm)

$$I = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_1} = \frac{\varphi_3 - \varphi_2}{R_2} = \frac{\varphi_4 - \varphi_3}{R_3}$$

bundan

$$\varphi_2 - \varphi_1 = IR_1, \quad \varphi_3 - \varphi_2 = IR_2, \quad \varphi_4 - \varphi_3 = IR_3 \quad (2.17)$$

(2.17) tenglamalar sistemasidan potensial ayirmalarining yig'indisi $\varphi_4 - \varphi_1 = I(R_1 + R_2 + R_3)$ bo'ladi. Umumiy qarshiligi R deb olinsa,

$$R = R_1 + R_2 + R_3$$

bo'lib, Om qonuni $\varphi_2 - \varphi_1 = IR$ ko'rinishda yoziladi.

(2.17) tenglamalardan ko'rinadiki, o'tkazgichlar ketma-ket ulansa:

1) zanjirning ayrim bo'laklari uchlaridagi potensiallar ayirmasi shu olingan qarshilik qiymatiga to'g'ri proporsional bo'ladi;

2) qarshiliklarni ketma-ket ulanishida umumiy qarshilik ayrim qarshiliklar yig'indisiga teng:

$$R = \sum_{k=1}^n R_k$$

28- §. Kirxgof qonunlari

1) Ikkitadan ortiq o'tkazgichlarning ulanish nuqtasiga *tugun* deyiladi. Faraz etaylik, o'tkazgichdan o'tayotgan I tok kuchi B tugunda 1, 2, 3 tarmoqlar bo'yicha taqsimlansin (59- rasm). B tugunga kelib kirgan tok kuchi I shu tugundan tarmoqlanib chiqqan tok kuchlari I_1 , I_2 va I_3 ning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi. Ya'ni:

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

B tugunga kirib kelgan tokni musbat, undan chiqib ketgan tokiarni manfiy deb tanlab olinsa, yuqoridagi formula quyidagi shaklda ifodalanadi:

$$I + (-I_1) + (-I_2) + (-I_3) = 0$$

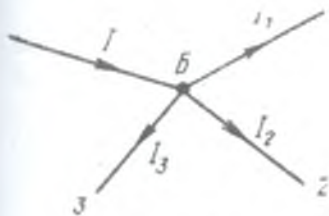
Bu formulani yig'indi shaklda ham yozib ko'rsatish mumkin:

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0$$

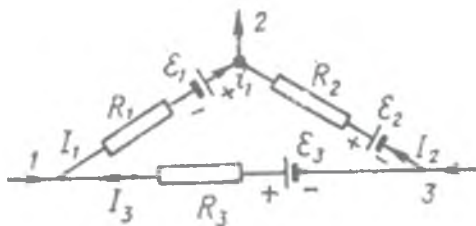
bu yerda p — tarmoqlangan o'tkazgichlarning umumiy soni. Shu formula *Kirxgofning birinchi qonunini* ifodalaydi: *tokning tarmoqlanish nuqtasidagi tok kuchlarining algebraik yig'indisi nolga teng*. Demak, biror tugunga kirib keluvchi elektr miqdori shu tugundan chiqib ketuvchi elektr miqdoriga teng. Shunday qilib, Kirxgofning birinchi qonuni o'zgarmas toklarga nisbatan olingan *elektr zaryadlarining saqlanish qonunining o'zginasidir*.

Bundan ko'rinadiki, o'tkazgichning xech yerida zaryad to'xtab qolmaydi: har qanday tugunga qancha zaryad kelsa, shu tugundan shuncha zaryad chiqib ketadi.

2) Tok zanjiri bir necha qarshilik va manbadan iborat yopiq zanjirdan iborat murakkab zanjir bo'lsa, bu vaqtda har qaysi qismni alohida tekshirish talab qilinadi. Tarmoqlanuvchi toklarning murakkab sistemasida (60-rasm) ixtiyoriy ravishda 1, 2, 3 qismni ajratib tekshiraylik. Faraz



59-rasm.



60-rasm.

etaylik, 1—2, 2—3, 3—1 tomonlardagi tok manbalari (elementlar)ning EYUKlari E_1, E_2, E_3 ulangan o'tkazgichlarning qarshiliklari R_1, R_2, R_3 hamda ularning uchlaridagi potentsiallar ayirmasi $\varphi_2 - \varphi_1, \varphi_3 - \varphi_2$ va $\varphi_1 - \varphi_3$ bo'lsin. Umumiy holda zanjirning ba'zi bir qismlarida EYUK bo'lmasligi yoki elementlar qarama-qarshi ulanishi ham mumkin.

Qismlardagi tok va EYUK lar soat strelkasi bo'yicha yo'nalgan bo'lsa musbat, teskarisiga yo'nalgan bo'lsa, manfiy deb hisoblanib, har bir qismga Om qonunini tatbiq etsak,

$$\varphi_2 - \varphi_1 + E_1 = I_1 R_1$$

$$\varphi_3 - \varphi_2 + E_2 = I_2 R_2$$

$$\varphi_1 - \varphi_3 + E_3 = I_3 R_3$$

lar chiqadi. Bu tenglamalarning hadma-had yig'indisi

$$E_1 + E_2 + E_3 = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3$$

chunki

$$(\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_1 - \varphi_3) = 0$$

Demak,

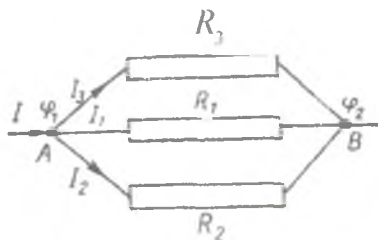
$$\sum_{k=1}^n E_k = \sum_{k=1}^n (IR)_k \quad (2.18)$$

bu yerda n — qismlar soni. Berk qismdagi EYUK larning algebraik yig'indisi tok kuchlarining tegishli o'tkazgich qarshiliklariga bo'lgan ko'paytmalarining yig'indisiga teng. (2.18) tenglama *Kirxgofning ikkinchi qonunining matematik ifodasidir.*

29- §. Qarshiliklarni parallel ulash

Qarshiliklarni parallel ulashda tok A tugundan chiqib, bir necha qarshiliklarga bo'linib, tarqaladi va yana ikkinchi bir V tugunga kelib qo'shiladi (61-rasm).

Tarmoqlardagi ulangan qarshiliklar R_1, R_2, R_3 bo'lib, ulardan o'tgan tok kuchlari I_1, I_2, I_3 bo'lsa, bularning hammasi ham L va V nuqtalariga ulangan bo'lgani uchun ulardagi potentsiallar ayirmasi bir xil bo'ladi. Zanjirning har bir qismi uchun Om qonuni:



61-rasm.

$$I_1 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_1}, \quad I_2 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_2}, \quad I_3 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_3} \quad (2.19)$$

umumiy tok kuchi Kirxgofning birinchi qonuniga binoan

$$I = I_1 + I_2 + I_3 = (\varphi_2 - \varphi_1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \right) \quad (2.20)$$

bo'ladi. Om qonunini 61- rasmdagi AV sistemaga tatbiq etilsa,

$$I = (\varphi_2 - \varphi_1) \frac{1}{R} \quad (2.21)$$

bunda R — sistemaning qarshiligi, (2.20) va (2.21) tenglamalarni taqqoslasak,

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad (2.22)$$

kelib chiqadi. Parallel ulangan qarshiliklar soni p ta bo'lsa,

$$\frac{1}{R} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{R_k} \quad (2.23)$$

(2.22) tenglamadan ko'rinadiki, parallel ulangan qarshiliklar soni ko'paygan sayin, umumiy qarshilik kamayadi.

(2.19) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozsak bo'ladi:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_1 R_1$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_2 R_2$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_3 R_3$$

Bundan $I_1 R_1 = I_2 R_2 = I_3 R_3$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}, \quad \frac{I_2}{I_3} = \frac{R_3}{R_2}, \quad \frac{I_3}{I_1} = \frac{R_1}{R_3} \quad (2.24)$$

(2.24) dan ko'rinadiki, o'tkazgichlar parallel ulanganda ulardan o'tuvchi tok kuchlari nisbati qarshiliklar nisbatiga teskari proporsional bo'lar ekan. Demak, parallel ulangan o'tkazgichlarning qaysi biri katta qarshilikka ega bo'lsa, undan shuncha kam tok o'tadi.

3-bob

ELEKTR O'TKAZUVCHANLIKNING KLASSIK NAZARIYASI

30- §. Metallarda zaryad tashuvchilarning tabiati

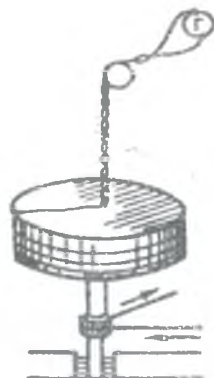
Metallarda zaryad tashuvchi zarraning tabiatini aniqlash uchun quyidagi tajribalar qilingan.

1. Rikke ikkita mis silindr o'rtasiga shu diametrdagi aluminiy silindrni qo'yib, bu sistema orqali uzluksiz ravishda bir yil tok o'tkazganda, ulardan $3.5 \cdot 10^6$ KCl zaryad miqdori o'tgan. Ammo silindrlarning rangi ham, massasi ham o'zgarmagan. Bundan ko'rinadiki, *metallarda tok tashuvchi zarra ion yoki atom emas*. Ular bo'lganlarida juda bo'lmaganda massasi o'zgarar edi.

2. Metall bo'lakchasini olib, uning ikki uchiga ketma-ket ravishda ulangan galvanometr bilan birgalikda o tezlik bilan harakatlantiraylik. Birga harakatlanganda galvanometr strelkasi og'maydi. Metall bo'lakchasi keskin to'xtasa yoki keskin harakatlansa, galvanometr strelkasi og'adi. Demak, *tok tashuvchi zarra zaryadga ega bo'lishi bilan birga massaga ham ega ekan*. Shuning uchun mexanikaning inersiya konuniga asosan metall to'xtaganda ham zarra harakatlandi (62-rasm). Bu tajriba g'oyasi Mandelshtam va Papaleksi tomonidan aytilgan. Ular sim o'ralgan g'altak



62-rasm.



63-rasm.

olib, uning o'qi atrofida tebranma harakatga keltirganlarida berk zanjir bo'ylab o'zgaruvchan elektr toki hosil bo'lgan. So'ngra G. Lorens ushbu tajribani Tolmen va Styuart qilgani kabi bajarib, ular bilan bir xil natija olgan. Ularning tajribalari sxemasi 63- rasmda keltirilgan.

Tajribani o'tkazishda harakatlanayotgan metall simda induksion tok hosil bo'lmashligi uchun Yer magnit maydoni ta'siridan xoli holda tajriba o'tkazganlar. Ular uzunligi 500 m bo'lgan ingichka simni g'altakka o'rab, sim uchlarini elastik sim bilan galvanometrga ulaganlar. So'ngra g'altakni o'z o'qi atrofida katta tezlikda (taxminan 30 m/s) harakatlantirib, keskin to'xtatganlarida galvanometr strelkasi qisqa vaqt og'ganligini kuzatganlar. Strelka og'ishi manfiy zaryadning harakat yo'nalishiga moc kelgan. O'tkazilgan

tajribalar yordamida zaryadning solishtirma zaryadi $\left(\frac{q}{m}\right)$ aniqlangan.

Hisoblashlar bu kattalik elektronning solishtirma zaryadiga juda yaqin ekanligini ko'rsatadi. Shuning uchun *metallarda zaryad tashuvchi zarra erkin elektronlar deyiladi*. Erkin elektronlar metallning kristall panjaralariga joylashgan atomlarning valentlik ionlarining ajralib chiqishidan hosil bo'ladi. Bu elektronlarning konsentratsiyasi $n \approx (10^{28} - 10^{29}) m^3$ ga teng.

Bu hodisani matematik ravishda ifodalash uchun simning kesim yuzi S , uzunligi l bo'lib, $V = Sl$ hajmning har bir birligidagi zaryad tashuvchi t massali zarralar soni n_0 bo'lsa, v tezlik bilan harakatlangan o'tkazgichning kinetik energiyasi ($-dW$) energiya hisobiga kamayib, Joul-Lens issiqligi dQ ga aylanadi, bunda

$$-dW = Nd \langle K \rangle = n_0 Sld \left(\frac{mv^2}{2} \right) = n_0 Slm v dv \quad (3.1)$$

Ikkinchidan, $I = \frac{dq}{qt}$ ekanligi hisobga olinsa, Joul-Lens qonuniga asosan, bu energiya hisobiga ajralib chiqqan issiqlik miqdori

$$-dW = dQ = I^2 R dt = IR (I dt) = IR dq = n_0 S v e R dq \quad (3.2)$$

bo'ladi. (3.1) va (3.2) formulalarning o'zaro tengligidan

$$dq = \frac{m}{e} \cdot \frac{ldv}{R} \quad (3.3)$$

hosil bo'ladi. Bu tenglamada m —zarraning massasi va q — undagi zaryad miqdori, $R-l$ uzunlikda olingan simning qarshiligi.

(3.3) tenglamani integrallab, quyidagini olamiz:

$$q = \int_0^l dq = \frac{ml}{eR} \int_0^v dv = \frac{ml}{eR} v \quad (3.4)$$

Bundan

$$\frac{q}{m} = \frac{v l}{eR} \quad (3.5)$$

(3.5) tenglamaga asosan zaryad (q) ning o'z massasiga nisbati topilgan. Masalan, mic uchun $1,60 \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$, aluminiy uchun $1,54 \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$, kumush uchun $1,49 \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$ ekanligi topilgan.

Eng aniq keyingi elektr va magnit maydonlarida elektronning og'ishi asosidagi tajribalardan elektronning solishtirma zaryadi $\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$

31- §. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi

Har qanday metallning kristall panjara tugunlarini tashkil etgan atomlar, ionlar oralig'ida erkin harakatda bo'lgan elektronlar, gazlarning molekular-kinetik nazariyasida aytilgandek, to'qnashishlar natijasida xaotik (tartibsiz) harakatda bo'ladi. Bu elektronlar har bir momentda turli yo'nalishda tugunlarga to'qnashib bir tomonga yo'nalgan elektron guruhi bo'lmagani uchun o'tkazgichdan elektr tok o'tishi ro'y bermaydi, ya'ni tok bo'lmaydi. Agar shu o'tkazgichlarning ikki uchini potentsiallari φ_1 va φ_2 bo'lgan tok manbai qutblariga ulasak, metall ichida hosil bo'lgan elektr maydon hamma elektronlarga $\vec{F} = e\vec{E}$ kuch bilan bir yo'nalishda ta'sir etib, musbat qutb tomon tezlanuvchan harakatga keltiradi, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi orqali vaqt birligi ichida o'tgan zaryad miqdori

$I = \frac{q}{t}$ tok kuchi o'tishiga olib keladi.

Drude — Lorensning klassik nazariyalari bo'yicha tartibsiz v tezlik bilan harakatda bo'lgan elektronlar har bir atomli gaz molekulari kabi issiqlik harakat energiyasi $\frac{mv^2}{2}$ ga ega bo'lib, kinetik nazariyaga asosan:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

Bu tenglamalarda $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $T = 273 \text{ K}$, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$

qiymatlardan foydalanib, zaryadning issiqlik harakatdagi tezligini hisoblay olamiz:

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 10^5 \frac{m}{c}$$

Elektronning o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi $\langle \lambda \rangle$ bo'lsa, erkin

yugurish o'rtacha vaqti $\langle \tau \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{v}$ bo'ladi.

Ammo elektron uchun $\langle \lambda \rangle$ ning qiymati noma'lum, uni panjara doimiysi d dan bir necha 10 marta katta deb olish mumkin.

Elektronning panjara ionlari bilan ikki ketma-ket to'qnashishi uchun o'tgan vaqt ichidagi tezlik o'zgarishi Nyuton qonuniga ko'ra $F \langle \tau \rangle = m \Delta v$ va $F_s = eE$ bo'lgani uchun:

$$\Delta v = \frac{F}{m} \langle \tau \rangle = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle E$$

Elektron dreyfning tezligi zanjir ulanish momentda nol, to'qnashish momentda maksimal bo'lib, u

$$v_u = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle E \quad (3.6)$$

ga teng. Tezliklarining o'rtacha qiymatini aniqlasak,

$$\langle v \rangle = \frac{v_0 + v_u}{2} = \frac{e}{2m} \langle \tau \rangle E$$

bo'ladi. Hisoblashlarga asosan, u quyidagiga teng:

$$\langle v \rangle = 0,001 \frac{m}{c}$$

Agar tok zichligi formulasi $j = n_0 e \langle v \rangle$ ga $\langle v \rangle$ ning ifodasini qo'ysak, Om qonuni kelib chiqadi:

$$j = \frac{n_0 e^2 \langle \tau \rangle}{2m} E \quad \text{yoki} \quad j = \sigma E. \quad (3.7)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, tok zichligi elektr maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsional. Bu *Om qonunining differensial ifodasidir.*

Bundagi klassik elektron nazariya asosida chiqqan solishtirma elektr o'tkazuvchanlik

$$\sigma = \frac{n_0 e^2 \langle \tau \rangle}{2m} = \frac{n_0 e^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle v \rangle} \quad (3.8)$$

metallarning hajm birligidagi erkin elektronlar soniga va o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligiga to'g'ri proporsional. Amalda ko'pincha solishtirma elektr o'tkazuvchanlik σ o'rnida uning teskari qiymati $\frac{1}{\sigma}$ ni solishtirma qarshilik ρ yoziladi. (3.8) formuladan ko'rinadiki, agar elektron panjaradagi ionlar bilan to'qnashmasa, erkin yugurish yo'li cheksizlikka intiladi, demak, solishtirma elektr o'tkazuvchanlik ham cheksizlikka

intilgan bo'lar edi. n_0 ning Avogadro soni N_A ga nisbati $\frac{n_0}{N_A}$ metall zichligi d ning atom massasi soni A ga nisbatiga teng: $\frac{n_0}{N_A} = \frac{d}{A}$ natijada

$$j = n_0 e v \quad \text{dan} \quad v = \frac{j}{en_0} = \frac{jA}{edN_A} \quad \text{bo'ladi.}$$

Ko'pincha metallar uchun zichlik atom og'irligining zichlikka nisbati $\frac{A}{d} = 10$ dan oshmaydi. Bir moldagi ionlar (elektronlar) zaryadining miqdori $q = N_A e = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 9,63 \cdot 10^4 \text{ C/mol} \approx 10^5 \text{ C/mol}$. Agar metall simdan o'tayotgan tokning zichligi 10^7 A/m^2 bo'lsa, elektronning tartibsiz harakat tezligi 10^{-3} m/s ga teng bo'ladi. Demak, bunday tezlik bilan harakatlanayotgan elektron qanday qilib zanjir ulanishi bilan ancha uzoqqa tez yetib boradi? Bu vaqtda elektron emas, balki u hosil qilayotgan elektr maydonning tarqalish tezligini o'tkazgich uzunligi bo'yicha tashkil etuvchisi katta tezlik bilan, ya'ni elektromagnit to'lqinining tezligi 10^8 m/s bilan tarqaladi.

Klassik elektron nazariyadan foydalanib Joul — Lens qonunini ham keltirib chiqaraylik. Buning uchun elektronning tugundagi zarraga urilish oldidagi maksimal kinetik energiyasidagi tezlik o'rniga (3.6) ni qo'ysak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$K = \frac{m}{2} v^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 \lambda^2}{m} E = \frac{e^2 \langle \lambda \rangle^2}{2m v^2} E \quad (3.9)$$

U vaqtda o'tkazgichning birlik hajmidagi elektronlar $\frac{1}{\tau}$ vaqtda bir marta uriladi va buning natijasida shuncha marta ko'p issiqlik ajraladi. Vaqt birligi (1s) da ajralgan issiqlik miqdori:

$$Q_1 = \frac{ne\tau^2}{2m} E \quad (3.10)$$

(3.8) ni hisobga olsak, (3.10) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$Q_1 = \sigma E^2 = \frac{E^2}{\rho} \quad (3.10a)$$

Bu ifoda *Joul — Lens qonunining differensial ko'rinishini ifodalaydi*. Demak, *ajralayotgan issiqlik miqdori elektr maydon kuchlanganligining kvadratiga to'g'ri proporsional ekan*.

Bu ifodani sizga tanish bo'lgan integral ko'rinishida ifodalash uchun uni o'tkazgich uzunligi l ga, ko'ndalang kesimi S ga va tok o'tish vaqtiga ko'paytiramiz:

$$Q = Q_1 l S t = \frac{E^2}{\rho} l S t = \frac{(El)^2}{\rho \frac{l}{S}} t = \frac{U^2}{R} t = IU t$$

kelib chiqadi.

32- §. Klassik nazariyaning qiyinchiligi va kamchiligi

Gazlarning molekular-kinetik nazariyasida issiqlik sig'imini hisoblashda bir atomli gazning har bir molekulasida $\frac{3}{2} kT = \frac{mv^2}{2}$ energiyaga ega bo'lgan kabi, har bir elektron ham $\frac{3}{2} kT$ energiyaga ega bo'lib, bir moldagi elektronlar issiqlik sig'imi $C = \frac{3}{2} R = 1,25 \frac{J}{K \cdot mol}$

bo'lishi kerak, kristall panjaradagi atomlarning issiqlik sig'imi $25 \frac{J}{K \cdot mol}$ bo'lib, metallni tashkil etgan butun atomlarning issiqlik sig'imi klassik elektron nazariyaga asosan $37,5 \frac{J}{K \cdot mol}$ ga teng bo'lishi kerak. Haqiqatda bu issiqlik sig'imining ga teng ekanligini tajriba ham tasdiqlaydi. Demak, metallardagi elektronlar metallarning issiqlik sig'imiga hечch qancha hissa qo'shmaydi. Metallar xuddi kristall dielektriklar kabi Dyulong—Pti qonuniga bo'ysunadi.

Klassik elektron nazariya asosida metallarni elektron gazlardan iborat deb qarab, bir atomli ideal gazlar kabi issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti konsentratsiyaga bog'liq deb qaraymiz. U vaqtda metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti ham konsentratsiyaga bog'liqligi (3.8) orqali ifodalangan.

Videman — Frans elektron gazdagi elektronlar bir xil tezlikka ega deb qaragan, metallardagi issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti (χ) ning solishtirma elektr o'tkazuvchanlikka nisbati

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{3k^2}{e^2} T = AT \quad (3.11)$$

ekanini aniqladi, uni tajriba ham tasdiqlagan. Ammo gaz molekulari molekular fizikada Maksvell tezliklar taqsimotida ko'rganimizdek, har xil tezlik bilan harakatlanadi. U vaqtda yuqoridagi formuladagi 3 koeffitsiyent o'rnini 2 oladi. Bu tajribada tasdiqlanmaydi. Bu farqni tushuntirish uchun Zommerfeid elektron gaz uchun klassik statistika o'rnida Fermi—Dirakning kvant statistikasi qo'lanilganda (3.11) formula hosil bo'lgan.

Bundan tashqari, klassik elektron nazariya asosida metallarning o'ta elektr o'tkazuvchanligi hodisasini ham tushuntirish kiyin.

33- §. O'ta o'tkazuvchanlik haqida tushuncha

2-bob 25-§ da o'tkazgich qarshiligining haroratga bog'liq ekanligini qarab o'tganimizda

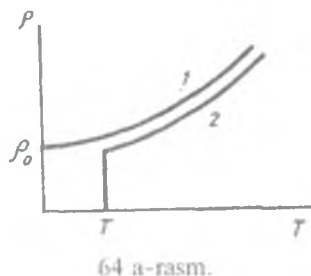
$$R = R_0(1 + \alpha t^\circ)$$

yoki solishtirma qarshilik

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t^\circ)$$

ekanini ko'rgan edik. Demak, qarshilik yoki solish—tirma qarshilik harorat bilan chiziqli bog'liq edi (64, a-rasmdagi, 1).

Metall o'tkazgichlar harorati ma'lum haroratdan past bo'lganda qarshiligi sakrab, nolga teng bo'ladi (64, a-rasmdagi, 2). Kamerling—Onnes bu hodisani aniqlab, uni *o'ta o'tka-zuvchanlik* deb atagan. Tekshirishlar natijasida aniqlanishicha, sof metallarning o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish harorati 0,14 K bilan 9,22 K oralig'ida. qotishmalarda esa bu harorat 18 K gacha yetadi. Ba'zi moddalarning o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish harorati 4-jadvalda keltirilgan.

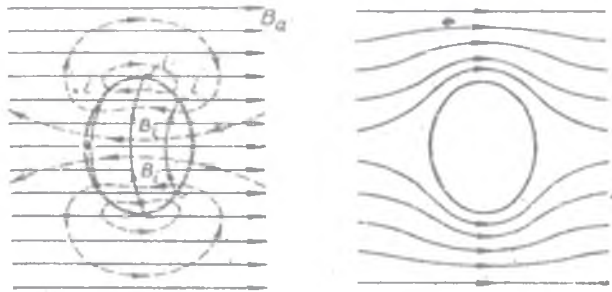


64 a-rasm.

Modda	T, K	Modda	T, K
Titan	0,4	Simob	4,1
Kadmiy	0,5	Vanadiy	5,3
Rux	0,38	Qo'rg'oshin	7,2
Aluminiy	1,2	Niobiy	9,3
Qalay	3,7	Nb ₃ Sn	18

Bunday xususiyatga ega bo'lgan moddalarga *o'ta o'tkazuvchan o'tkazgichlar* deyiladi. Bu holatda o'tkazgichning qarshiligi nolga teng bo'lib, unda Joul — Lens issiqligi ajralmaydi. Shuning uchun o'ta o'tkazuvchan moddalarda bir bor hosil qilingan tok manbasiz uzoq, vaqt hosil bo'lib turadi. Ikkinchidan, modda ichida o'ta o'tkazuvchanlik holatida magnit induksiyasi nolga teng. o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishda uning issiqlik sig'imida sakrash ro'y beradi. Bu esa ikkinchi tur fazaviy o'tishni ifodalaydi. Agar o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishda yoki aks holatida magnit maydoni o'zgarsa, bu holatda moddada issiqlik ajratish yoki yutish hodisasi ro'y beradi. Bunga *ikkinchi tur fazaviy o'tish* deyiladi. Bulardan ko'rinadiki, o'tkazgichda ikkala turdagi fazaviy o'tish holatini kuzatishimiz mumkin bo'lar ekan. Ulardan tashqari moddalarning issiqlik o'tkazuvchanligi ham o'zgaradi.

O'ta o'tkazgichdan qilingan biror jismni biz avval sovitib, o'ta o'tkazuvchan holatga keltirdik, so'ngra induksiyasi (jism kiritilmaganda) $B_a = \mu_0 H_a$ ga teng bo'lgan tashqi magnit maydonga kiritdik deylik. Magnit maydon ulanganda o'ta o'tkazgichda qo'shimcha $B_l = \mu_0 H_l$ induksiya hosil qiluvchi induksion toklar paydo bo'ladi (64, b-rasm), bu qo'shimcha induksiya Lens qonuniga muvofiq B_a tashqi induksiyani kompensatsiyalaydi. Odatdagi o'tkazgichda induksion toklar darhol so'nadi va



64 b-rasm.

faqat magnitlovchi g'altak yuzaga keltirgan oqimgina qoladi. O'ta o'tkazgich bo'lgan holda esa kompensatsiyalovchi toklar mutlaqo so'nmaydi va shuning uchun jism ichida natijaviy induksiya hamma vaqt $B = B_0 + B_1$ bo'ladi. Tashqi fazada natijaviy induksiya chiziqlari 64, b-rasmda ko'rsatilganidek bo'ladi. Ularni jism o'zidan itaradi va ular jismni aylanib o'tadi.

O'ta o'tkazgich o'ta o'tkazgich holatga o'tish temperaturasidan past temperaturaga qancha kuchli sovitilgan bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik yo'qoladigan "kritik" magnit maydon shuncha katta bo'ladi. O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasida kritik maydon nolga teng bo'ladi.

O'ta o'tkazuvchan jismda magnit induksiyasining nolga tengligini sirtqi qatlamda o'z magnit maydoni bilan tashqi magnit maydonini kompensatsiyalaydigan toklarning yuzaga kelishi bilan ham tushuntirish mumkin. O'ta o'tkazuvchan jismning juda yupqa (10^{-5} sm tartibidagi) sirtqi qatlamda $B = 0$. Tashqi kuchli magnit maydoni o'ta o'tkazuvchanlik holatini buzib yuboradi. Bunday buzilish o'ta o'tkazuvchan jismda oqayotgan elektronlar hosil qilgan tokning magnit maydoni hisobiga ham yuz berishi mumkin.

Bu sohada juda ko'p nazariy ishlar bajarilganiga qaramay, so'nggi vaqtlarga qadar o'ta o'tkazuvchanlikning to'la mukammal nazariyasini yaratish mumkin bo'lmay keldi. Faqat 1956 yilda Amerika fizigi Kuper o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishda spin momentlari parallel joylashgan elektronlar juftlarining hosil bo'lishi asosiy rol o'ynashini ko'rsatishga muvaffaq bo'ldi. Shundan keyingina asosan o'ta o'tkazuvchanlik holatini va u bilan birga yuz beradigan hodisalarni tushuntirish imkoniyati tug'ildi. O'ta o'tkazuvchanlik holatida modda ichidagi elektronlar go'yo o'ta oquvchan bo'lib qoladi. O'ta o'tkazuvchanlikning to'la nazariyasi yuqoridagi mulohazalarga asoslanib, rus olimi N.N. Bogolyubov va uning hodimlari tomonidan rivojlantirildi.

Juda yaxshi o'tkazgich ($\sigma \approx 10^4 - 10^5 \text{ Om}^{-1}\text{sm}^{-1}$) bo'lgan materiallar bilan bir qatorda o'tkazuvchanligi g'oyat kichik bo'lgan ($\sigma \approx 10^{-10} \text{ Om}^{-1}\text{sm}^{-1}$) bo'lgan jismlar masalan, selen, mis (I) oksidi (Cu_2O) ko'pchilik minerallar Mendelejev jadvalining to'rtinchi, beshinchi va oltinchi gruppasidagi metallmas elementlar, koslorod va oltingugurtli noorganik birikmalar, metallmaslarning ba'zi qotishmalari, ba'zi organik bo'yoqlar va boshqalar ham bo'ladi. Bu jismlarni yarim o'tkazgichlar deyiladi.

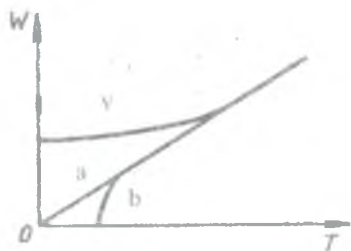
Ba'zi yarim o'tkazgichlarning metallarga tegib turgan joyida alohida hodisalar yuz beradi - tokni faqat bir yo'nalishdagina o'tkaza oladigan berkituvchi qatlam hosil bo'ladi. Masalan, mis (I)-oksid bo'lganda elektr tok metallmasdan mis (I)-oksid tomonga o'tayotganida teskari yo'nalishda o'tayotganiga qaraganda minglarcha marta katta bo'ladi.

Agar o'ta o'tkazuvchi holatda o'zgaruvchan, ayniqsa, yuqori chastotali tok o'tsa, uning qarshiligi noldan katta bo'ladi. Keyingi vaqtda ba'zi yarim o'tkazgichlar ham o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga ega ekaniiklari aniqlangan.

34- §. Metallarning kvant nazariyasi haqida tushuncha

Klassik statistikada har bir zarra boshqa qo'shni zarradan tamomila farq etadi deb qaraladi. Masa—lan, gazlarning kinetik nazariyasida zarra energiyalari kabi ularni xarakterlovchi parametrlarning taqsimlanishi ham Maksvell taqsimoti qonuni asosida tushuntiriladi. Ammo kvant statistikasida zarralar bir—biridan farq qilmaydi, bu yerda gazlar kinetik nazariyasi Boze — Eynshteyn nazariyasi asosida tushuntirilib, past haroratda Maksvell taqsimotidan tamomila farq qiladi. Masalan, bu nazariya bo'yicha zarralar energiyasi harorat 0 K bo'lgandagina emas, bal—ki 0 K dan yuqoriroq haro—ratda ham nol bo'ladi (65-b rasm). Bu nazariyani tajriba natijalari ham tasdiqlaydi, ammo bundan ham chetlanish ro'y beradi.

Fermi — Dirak statistikasiga muvofiq elektron energiyasi absolut noldan boshlab ancha yuqori harorai chegarasigacha haroratga bog'liq bo'lmaydi (65-v rasm), Bu yangi fikr Maksvellning metallarning issiqlik sig'imini hisoblashda elektronlar energiyasini hisoblash shart emas, degan qiyinchilikni kamaytiradi va uning fikricha, zarralar energiyasining haroratga bog'liqligi 65- a rasmda ko'rsatilgan. Fermi — Dirak statistikasida Paulining atomda kvant sonlar



65-rasm.

to'plami bir xil bo'lgan ikkita elektron bo'lmaydi yoki bir xil kvant holatda bir vaqtda ikkita elektron bo'lmaydi degan prinsipi hisobga olingan (Eslatma: atomda elektronning holati 4 ta kvant sonlari (n -bosh kvant son, l -azimutal kvant son, m_l -magnit kvant son, m_s -spin kvant son) bilan aniqlanadi. Elektronni xarakterlaydigan parametrlar, masalan, spinning yo'nalishi har xil bo'lishi kerak. Bu yerda qattiq jism fazoviy kataklarga bo'linib, har bir katakda spin yo'nalishi energetik ma'noda faqat ikkita qarama-qarshi elektron bo'lishi mumkin.

Katak hajmi h^3 ga teng deb olinsa ham, geometrik ma'no bermay, energetik ma'noga egadir ($h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{c}$). Fazoviy katakda biri ikkinchisidan farq etmaydigan bir elektronni ikkinchi elektron bilan almashtirilsa ham metallning energetik holati o'zgarmaydi.

Fermi—Dirak elektronlarning energiya W bo'yicha taqsimotini elektronning odatdagi t massasi o'rniga kristall panjarada bo'lgan elektronning davriy elektr maydondagi effektiv massasi m^* orqali ifodalab, tubandagi ifodani yozadi:

$$dn = \frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{W^{1/2}}{\exp \frac{W - \mu}{kT} - 1} dW \quad (3.12)$$

Ushbu $\mu = \frac{h^2}{2m^*} \left(\frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3}$ kattalik ximiyaviy potensial bo'lib, elektron yuqori haroratda juda katta energiyaga ega, energiyasi $W - \mu > 2kT$ bo'lganda (65- a rasm), bu tenglama Maksvellning klassik taqsimot formulasiga aylanadi.

35- §. Metallar va yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi

Metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi haroratga bog'liq holda $6 \cdot 10^{-6}$ dan $6 \cdot 10^{-8} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ gacha chegarada bo'ladi, solishtirma elektr o'tkazuvchanligi 10^{-8} dan $10^{-10} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ gacha bo'lgan moddalar yarim o'tkazgich va bundan ham yuqori 10^{-10} dan kichik bo'lgan moddalar dielektriklar (yoki izolator) deyiladi. Bu yarim o'tkazuvchan moddalar va dielektriklarda elektronlar va ionlar zaryad tashuvchilar bo'ladi. Qattiq elektrolitlarda va shu kabi (suvsiz NaNO_3 , KNO_3 , HgNO_3 , SiH , NaCl) tuz va tuz eritmaları ionlanganda ham elektroliz xarakterida tok o'tadi.

Metall va yarim o'tkazgichlar solishtirma o'tkazuvchanligining haroratga bog'liqligi sifat tomondan farqlanadi. Harorat pasaya borib, absolut nolga yaqinlashsa, metallarning elektr o'tkazuvchanligi cheksizlikka intilsa, yarim o'tkazgichlarniki nolga intilib, dielektr bo'lib qoladi. Harorat ko'tarila borsa, yarim o'tkazgich metall kabi xususiyatga ega bo'ladi. Atomlar orasidagi bog'lanish susayib, erkin elektron ko'payib, tok o'tishi kuchayadi. Metall atomlarining tashqi valentlik elektronlari yadro bilan kuchsiz bog'langan. Yarim o'tkazgichlarniki esa ancha kuchli bog'langan. Yadrolardan uzilgan (ajralgan) bunday elektronlar erkin (ozod) bo'lib, metallning hamma tomonida harakat qila oladi.

Yarim o'tkazgichlarda esa elektronlar kuchli bog'langani uchun bunday emas, ularga ionlanish energiyasi panjarani tebratuvchi issiqlik, qisqa elektromagnit to'lqin, yuguruvchi zarralar oqimi, kuchli elektr maydon energiya berish kerak. Yarim o'tkazgichning turiga qarab bu energiya 0,1

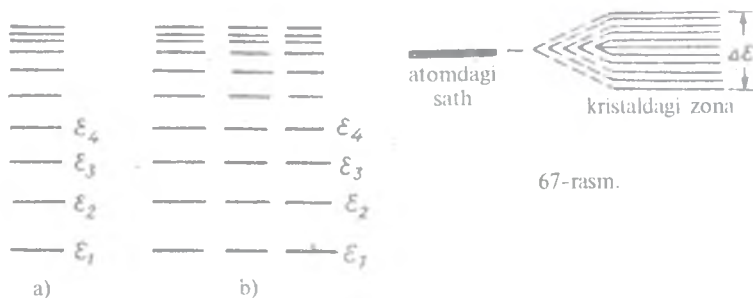
dan 2 eV gacha, bitta atomning o'rtacha issiqlik energiyasi $\frac{3}{2}kT \approx 0,04 eV$

dan anchagina ko'pdir. Shuning uchun yarim o'tkazgichlarda erkin elektronlar konsentratsiyasi juda oz, ammo temperatura ko'tarila borsa, erkin elektronlarning ortishi bilan rekombinatsiya, ya'ni musbat va manfiy ionlarning birikib, neytral atom hosil qilishlari ortishiga qaramay, har bir harorat qiymatida ionizatsiya va molizatsiya qiymatlari o'zaro teng bo'lib, dinamik muvozanat natijasida harakatchan elektronlar soni orta boradi, natijada elektr o'tkazuvchanlik ham qisman osha boradi.

Metall va yarim o'tkazgichlarda bo'ladigan jarayonlarni tushunish uchun ulardagi valent elektronlar energetik sathlarining tuzilishini qarab chiqaylik.

Biror ajralgan holda (yakka) olingan atomning ixtiyoriy valent elektronining energetik sathi sxematik ravishda 66- a rasmda ko'rsatilgandek bo'lsin.

Eng kam ε_1 energiyaga ega bo'lgan sathga *asosiy* yoki *uyg'onmagan, qolgan hamma sathlari uyg'ongan* deb qaraladi. Shunday atomlardan N donasini tanlab olaylikki, ular orasidagi masofa katta bo'lgani uchun ta'sir kuchlarini hisobga olmaslik mumkin bo'ladi. Sistemadagi N ta o'zaro ta'sirlashmaydigan atomni va valent elektronlarini oldingi 66- a rasmda ifodalangan energetik sathi sistemada nechta atom bo'lsa, shuncha marta takrorlanadi (66- b rasm). Endi bu atomlarni shunchalik yaqinlashtiraylikki, natijada kristall panjara hosil kilsin. Bu holda atomlarning o'zaro ta'sir kuchi natijasida har bir oddiy energetik sath N dona oddiy sathga ajraladi (67-rasm). Energetik sathlarning N karrali to'plami *energetik zonani* yoki



66-rasm.

67-rasm.

kristall zonasini hosil qiladi. Har bir asosiy zona parchalanishidan hosil bo'lgan N karrali uyg'ongan zonalar yig'indisiga *asosiy zona* deyiladi. Boshqa hamma qolgan zonalar *uyg'ongan sathlar zonolari* deyiladi. N juda katta bo'lgani uchun bitta zonaning xuddi shunday zonagacha bo'lgan oralig'i juda kichik, shuning uchun ozgina energiya bilan elektronni tanlagan zonaning bir energetik sathdan ikkinchisiga ko'chirish mumkin. Amalda har bir zonaning energetik sathi bir-biri bilan uzluksiz birlashgandek ko'rinadi. Ammo boshqa qo'shni energetik sathlar bir-biridan energiyaning chekli intervali bilan chegaralangan. Bu intervallar *taqiqlangan zonalar* deyiladi. Bunday intervallarda zarur bo'lgan energiyani elektronlar qabul qila olmagani uchun elektronlar sath oralaridan o'ta olmaydi. Bu taqiqlangan zonalar qarama-qarshi holda energiyani yetarli mumkin bo'lish qiymati *ruxsat etilgan zona* deyiladi.

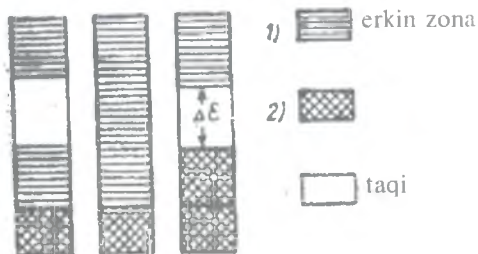
Metallarda uch xil zona bo'ladi: erkin ozod zona, taqiqlangan zona va ruxsat etilgan zona bo'ladi.

Metallarda valentli elektronlarning asosiy energetik zonasi uyg'onish sathidan chekli kenglikda taqiqlangan zona bilan ajralgan holda bo'lishi mumkin (68-a rasm). Taqiqlangan zonaning kengligi nol ham bo'lishi mumkin, u vaqtda asosiy zona sathi yaqinida turgan uyg'onish sathiga tutashgan yoki uni qiymat berkitgan bo'lishi ham mumkin (68-b rasm). Bu holda avvalgiga o'xshab, har ikki zona bitta zonaga birikadi va oxirgisini *asosiy zona* deb olish mumkin. Metallardagi asosiy zonada hamma vaqt qiymat to'liq bo'ladi, shuning uchun ham metallar elektr o'tkazuvchan bo'ladi.

Yarim o'tkazgichlarda asosiy zona uyg'otilgan sath zonasidan energiyani chekli qiymati $\Delta\epsilon$ bilan ajralgan bo'ladi (68- v rasm).

Bu yerda yarim o'tkazgichlarning asosiy zonasi valentli zona, zonadagi uyg'otilgan sathlarga — *o'tkazuvchanlik zonasi* deb qabul qilingan. Shuning

uchun absolut nolga yaqin haroratda valentli zona elektronlar bilan to'lgan, o'tkazish zona bo'sh bo'lib, tok o'tmaydi — dielektrik bo'lib qoladi. Odatdagi dielektriklarda, taqiqlangan zona chegara kengligi $\Delta\varepsilon$ juda katta (yarim o'tkazgichlarda $\Delta\varepsilon = 2 eV$ bo'lishi dielektrik holatga to'g'ri keladi). Harorat ko'tarilishida elektronlar kristall ionlaridan qariyb kT energiya olib, ba'zi elektronlar valentli zonadan o'tkazuvchan zonaga o'tib, tok o'tkaza boshlaydi. Bu hol «teshik» nomini olgan.

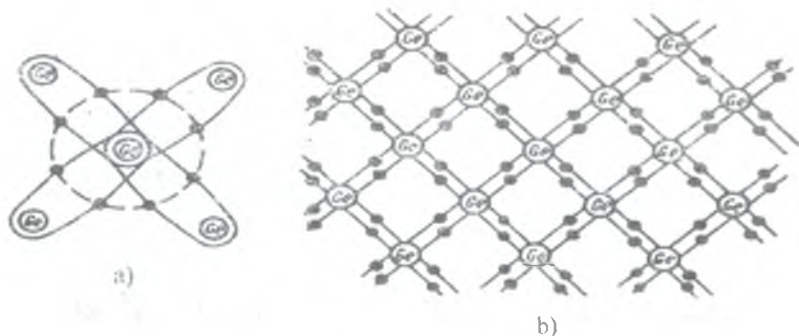


68-rasm.

36- §. Yarim o'tkazgichlarning xususiy va kirishmali elektr o'tkazuvchanligi

1) Xususiy yarim o'tkazgichlar. Mendeleyev jadvalining IV gruppasiga kiruvchi elementlar bo'lib, ular to'rt valentlidir. Ularning valentlik ionlari kristall panjara tugunidagi atomlar bilan o'zaro ikkitadan elektron bilan bog'langan (69-rasm).

Bunga *kovalentlik bog'lanish* deyiladi. Yarim o'tkazgichlarga tashqi energiya berish orqali bu zaif bog'langan elektronlarni uzib, erkin elektronlarga aylantirish mumkin. Ajralgan elektron o'rni bo'shab qoladi. Bu joy «teshik» deb ataladi va uni musbat zaryadga ega deb qaraladi. Yarim



69-rasm.

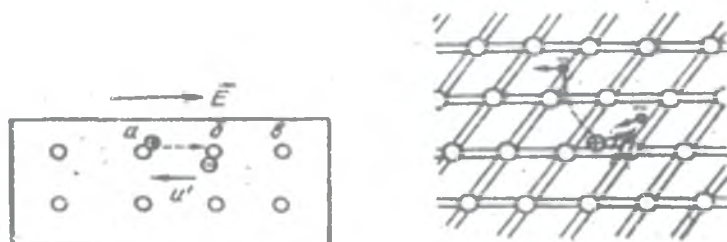
o'tkazgichga tashqi elektr maydon ta'sir ettirilsa, elektron va «teshik» qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanib, tok hosil qiladi (70- a, b rasm). Chunki bo'shab qolgan «teshik»ka qo'shni turgan elektron o'tadi. Bu elektronning o'rni esa bo'shaydi, shu kabi elektron va «teshik» qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanadi. Bundan ko'rinadiki, yarim o'tkazgichlarda tok tashuvchi zarralar manfiy zaryadli elektron va musbat zaryadli teshik bo'lar ekan. Agar tashqi berilayotgan energiya ortsa, elektronlar va «teshik»lar soni ham ortib tok ko'payadi, ya'ni elektr o'tkazuvchanligi ortadi.

Yarim o'tkazgichdagi elektronlar va teshiklar konsentratsiyasini moc ravishda n_- , n_+ va harakatchanligini b_- hamda b_+ desak, uning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\sigma = \sigma_+ + \sigma_- = en_+ b_+ + en_- b_-$$

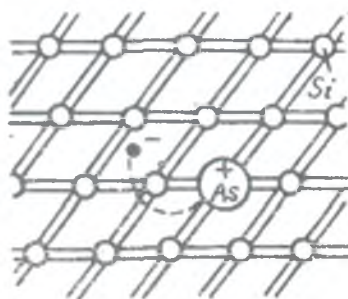
Sof kremniyning xona haroratida elektronlar konsentratsiyasi $10^{17} m^{-3}$ solishtirma qarshiligi $10^3 Om \cdot m$ dan katta, ammo 1000 K haroratda konsentratsiya $10^{23} m^{-3}$ ga yetib, solishtirma qarshiligi $10^3 Om \cdot m$ ga teng bo'ladi, ya'ni 10^6 marta kamayadi. Demak, harorat ortishi bilan elektr o'tkazuvchanlik ortar ekan.

b) Kirishmali elektr o'tkazuvchanlik. Yarim o'tkazgichlarga o'ziga qo'shni bo'lgan uch yoki besh valentlik element atomlaridan juda ozgina kiritganimizda ham ularning elektr o'tkazuvchanligi juda ortib ketadi. Masalan, kremniy (Si) ga 0,001 foiz miqdorida fosfor kiritsak, xona haroratida uning solishtirma qarshiligi $6 \cdot 10^{-3} Om \cdot m$, ya'ni sof kremniyning solishtirma qarshiligiga nisbatan 10^5 marta kichik bo'lar ekan. Demak, yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi shuncha marta ortadi. Shuning uchun kirishmali yarim o'tkazgichlarni elektr o'tkazuvchanligining xususiy hoilarini qarab chiqaylik. Birinchi navbatda yuqorida aytganimizdek, juda oz miqdorda kremniyga margimush (As) kiritilsin. Margimush beshinchi



70-rasm.

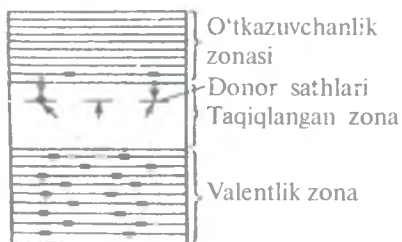
grappa elementi bo'lib, besh valentlikdir. Margimush atomi kristall panjaradagi kremniy atomlarining birini o'rnini egallab, o'zining to'rtta elektroni bilan qo'shni to'rtta kremniy atomi bilan bog'lanadi, ortiqcha beshinchi elektroni panjaralar orasida erkin elektron bo'lib qoladi.



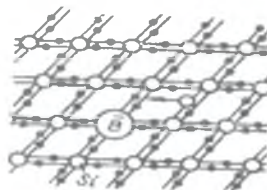
71-rasm.

Margimush atomi esa musbat ionga aylanadi. Bu holda «teshik» hosil bo'lmaydi (71-rasm). Bu holda zaryad tashuvchi zarra faqat elektrondan iborat bo'ladi. Shuning uchun bunday kirishmali yarim o'tkazgichlarni *elektron o'tkazuvchan* yoki *p-tip yarim o'tkazgich* deyiladi (negativ — manfiy). Bunday kirishmali atomlarga *donor* deyiladi. Bular taqiqlangan zonada o'tkazuvchanlik zonasini yaqinida donor sathini hosil qiladi (72-rasm).

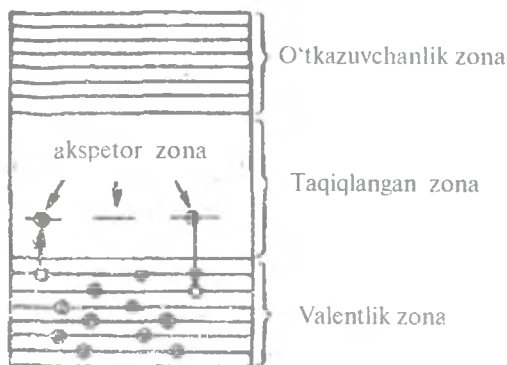
Ikkinchi holda kremniyga bor (V) atomidan juda oz miqdorda kiritaylik Bor uch valentli bo'lgani uchun kremniyning kristall panjara tugunlaridan biriga joylashganda o'zidagi uchta elektron bilan qo'shni uchta kremniy atomi bilan bog'lanadi, to'rtinchi qo'shni kremniy atomi bilan bog'lanish uchun o'zidan naribroqda turgan bog'lanishdagi elektronni tortib olib u yerda «teshik» hosil qiladi. Bu holda bor atomi manfiy zaryadlanib manfiy ionga aylanadi (73-rasm). Bunday kirishmali yarim o'tkazgichga elektr maydoni ta'sir etsa «teshik» o'z navbatida qo'shni elektronni tortib olib, maydon yo'nalishida harakatlanadi. Bu holdagi elektr o'tkazuvchanlikka «teshik» *elektr o'tkazuvchanlik* deyiladi. Yarim o'tkazgichlarga esa *r-tip* deyiladi (pozitiv — musbat). Teshikni hosil kiluvchi kirishmaga akseptor deyiladi. Bular taqiqlangan valentlik zonasiga yaqin *akseptor* sathini hosil qiladi (74-rasm).



72-rasm.



73-rasm.



74-rasm.

Shunday qilib, yuqori temperaturalarda yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi kirishmali va xususiy o'tkazuvchanliklar yig'indisiga teng bo'ladi, ammo xususiy o'tkazuvchanlik asosiy rol o'ynaydi. Past temperaturada esa kirishmali o'tkazuvchanlik asosiy rol o'ynaydi.

37- §. Yarim o'tkazgichlarda kontakt hodisasi

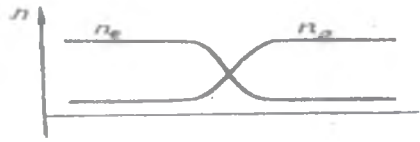
Yuqorida ko'rganimizdek, metallardagi zaryad tashuvchi elektronlar konsentratsiyasi ($10^{28} - 10^{29}$) m^{-3} edi. Ammo diffuziyalanib, bir metallardan ikkinchisiga o'tuvchi elektronlar soni juda kam bo'lib, metallar orasidagi kontakt potentsiallar farqi juda ham kichik bo'ladi. Yarim o'tkazgichlarda esa elektronlar konsentratsiyasi ($10^{16} - 10^{25}$) m^{-3} bo'lib, ular orasidagi kontaktda elektronlar taxminan 10^{-6} m masofagacha yarim o'tkazgichichiga kirib boradi. Agar bir xil tipdagi yarim o'tkazgich sirtlarini bir-birigategizsak, u vaqtda ikkalasida ham bir xil zaryad tashuvchilar bir-biriga o'tadilar. Bu hol metallardagi kontakt hodisasiga o'xshaydi. Shuning uchun toza yarim o'tkazgichga oz miqdorda besh va uch valentlik elementi ikki tomonidan kiritib, birinchi yarmi elektronli (n -tip) va ikkinchi yarmi musbat teshikli (p -tip) yarim o'tkazgichli plastinkatayyorlanadi. Bu hosil bo'lgan plastinka ikkala yarmi oralig'ida juda yupka qatlam hosil bo'lib, uni $r-p$ o'tish deyiladi. Bu o'tishda elektronlar vateshiklar diffuziyalanadi. Natijadan n -tipda musbat zaryadlar — teshiklar, p -tipda esa manfiy zaryadlar — elektronlar qatlamlari hosil bo'ladi (75- rasm). Teshikning p - sohaga o'tishi unda potentsialning musbat qiymatini ortishi elektron energiyasini kamayishiga va teshik energiyasini esa ortishiga sabab bo'ladi. Aks holda, ya'ni r - sohaga elektronning o'tishi esa unda manfiy potentsialning va elektron energiyasining ortishiga, teshik energiyasining esa kamayishiga sabab bo'ladi (75-b rasm), r - soha uchun elektron, p - soha uchun esa teshik asosiy zaryad tashuvchi bo'lmaganliklari uchun yuqori energetik sathdan quyi energetik sathga o'tadi. Bu holatda energetik sathlar orasida zaryadning oqishi natijasida n - sohadan r - sohaga yo'nalgan

tok hosil bo'ladi. Bu tokni I_n deb belgilaymiz. $r-n$ -o'tishda asosiy zaryad tashuvchilarning energiyalari o'zlari hosil qilgan potensial to'siqning balandligidan katta bo'lishi kerak. Bu vaqtda ular diffuziyalanib, tok hosil qiladi. Bu tokni I_a bilan belgilaymiz. Bu yuqorida qaralgan hollarda tashqi elektr maydon ta'sir etmagan holdir. Bu vaqtda $I_a = I_n$ bo'ladi. Chunki umumiy tok bu toklarning yig'indisiga teng bo'lib, nolga tengdir:

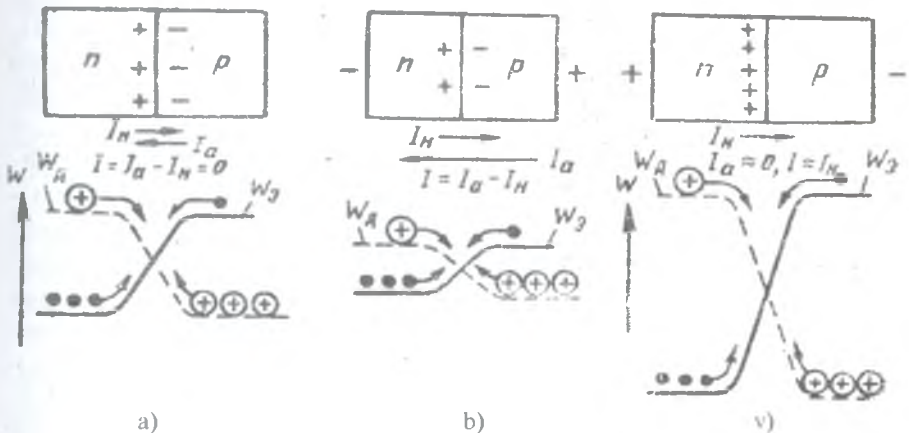
$$I = I_a - I_n = 0.$$

Bu hol zaryad tashuvchilar elektron bo'lgan metallardan farqlidir. Chunki yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar elektron va teshikdan iborat.

76- a rasmda $n-r$ o'tishdagi potensial to'siq va asosiy (pastki) hamda asosiy bo'lmagan (ustki) zaryad tashuvchilarning energetik holatlari ifodalangan. Endi $p-r$ o'tishning p -sohasini manbaning manfiy qutbga r -sohani esa musbat qutbga ulaganimizda qanday hodisa ro'y berishini ko'rib chiqaylik (76- b rasmda). Bu holda p -sohadagi elektronning va r -sohadagi teshikning energiyalari ortib, potensial to'siqdan osongina o'tib, r dan p ga qarab yo'nalgan tok hosil bo'ladi: $I = I_a - I_n$. Bu holda asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning hosil qilgan toklari (I_n) o'zgarmas



75-rasm.



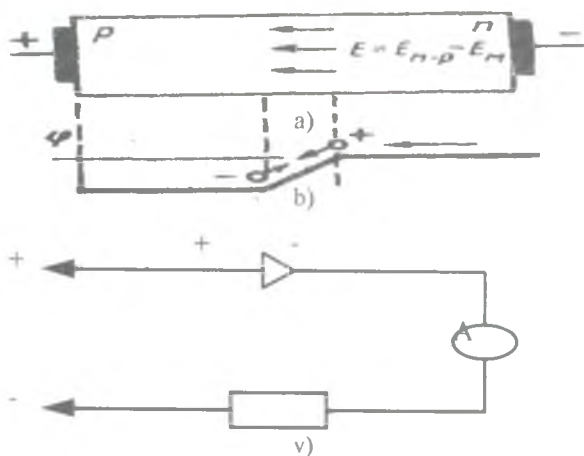
76-rasm.

qoladi. n -sohani musbat qutbga, r -sohani manfiy qutbga ulasak, yuqoridagilarga qaraganda butunlay boshqa hodisa ro'y beradi. Bu holatda potensial to'siqning balandligi ortib, asosiy zaryad tashuvchilar hosil qilgan I_0 tok kichik qiymatga ega bo'ladi (76- v rasm), o'tayotgan tok esa asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar hosil qilgan tokdan iboratdir.

38- §. Yarim o'tkazgichli diod va tranzistor

Yarim o'tkazgichli diod (ikki elektrodli lampa) bu $p-r$ -o'tishga ega bo'lgan yarim o'tkazgich kristall bo'lib, uning qarama-qarshi sohalariga zanjirga ulash uchun kontaktlar ulangan. Diodning ulanish sxemasi 77-*a* rasmda keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, kristallning elektron (p) sohasi manbaning manfiy, teshikli (r) sohasi musbat qutbga ulanishi kerak ekan.

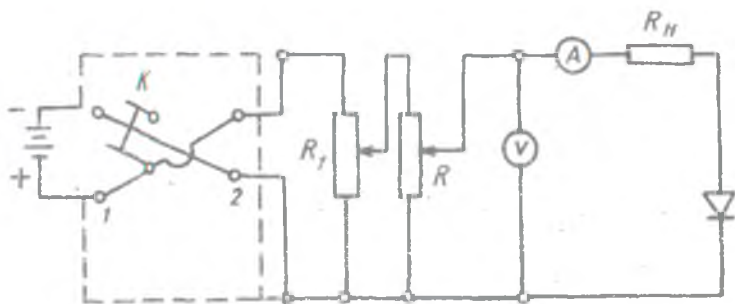
Manba maydoni $p-r$ -o'tishdagi elektr maydonni susaytiradi. Natijada potensial to'siqning balandligi pasayadi (77- *b* rasm). Tashqi maydon ta'sirida elektronlar va teshiklarning natijaviy oqimlari qarama-qarshi tomonga yo'nalganligidan, ular hosil qilayotgan toklarning yo'nalishi bir xil bo'lib, umumiy tok ularning yig'indisiga teng hamda tashqi maydon ortishi bilan tok ham keskin ortadi. Agar kristallning ulanish qutblarini o'zgartirsak, yuqorida (37-§ da) ko'rganimizdek juda kichik miqdorda asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar toki hosil bo'ladi, bu tok tashqi maydonga bog'liq emas. Bunday ulanishga *teskari ulanish* deyiladi. Demak, $p-r$ -o'tishli kristall bir tomonlama o'tkazuvchanlikka ega.



77-rasm.

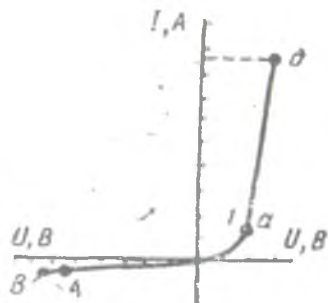
Diodning volt- amper xarakteristikasini olish uchun uni 78- rasmda ko'rsatilgandek ulaymiz va tajribada olingan volt- amper xarakteristikasini (79-rasm) qarab chiqamiz. Sxemadagi K kalitni 1 holatga ulab, kuchlanishni ort-tirsak, unga bog'liq holda tok kuchi ham ortdi.

Bu chizmada Oab egrilikdan iborat bo'lib,



78-rasm.

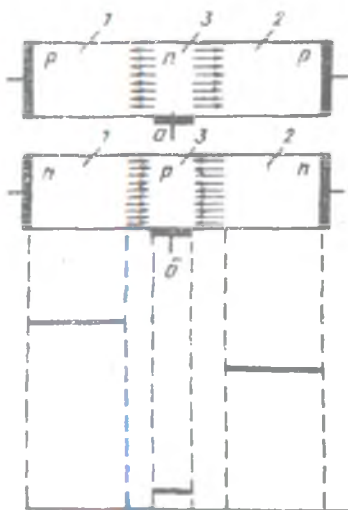
uning ab qismi kuchlanishga nisbatan tokning tezroq ortishini ifodalaydi. Oa qismda Ohm qonunining bajarilayotgani ko'rinadi. Chunki u to'g'ri chiziqdan iborat. Endi kalitni 2 holatga tashlab qutblarni o'zgartiramiz. U vaqtda asosiy bo'lmagan zaryadlarning mavjudligi tufayli teskari tok hosil bo'ladi. Xarakteristikada OA chiziqdir. Kuchlanishni yana orttirsak, diod teshilib, gazlarda tok kabi kuchlanish ortishi bilan tok ham ortadi. Bu nuqta chizmada V nuqtadir.



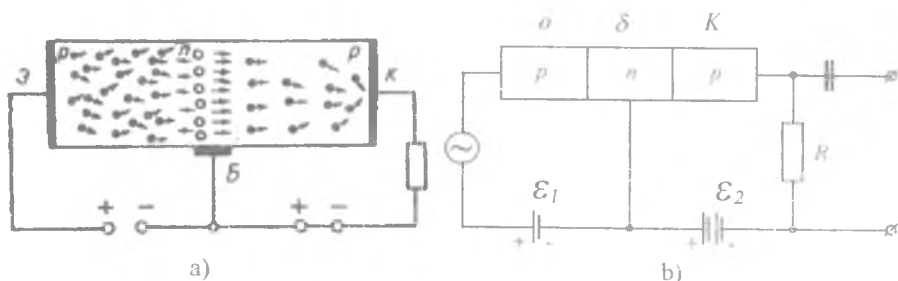
79-rasm.

Tranzistor — uch elektrodli lampa bo'lib, ikkita r va bitta p (80-a rasm), yoki ikkita n bitta r sohadan iborat bo'lgan yarim o'tkazgich plastinkadir. Ammo yakka soha o'rtada bo'ladi (80-b rasm). Tranzistorda foydalaniladigan kristallar uchta sohadan iborat bo'ladi: 1 — emitter, 2 — kollektor, 3 — baza sohalardir. Emitter — baza sohasi chegarasida hosil bo'lgan $p-r$ o'tishga emitter o'tish, baza kollektor sohasi chegarasidagi $p-r$ o'tishga kollektor o'tish deyiladi.

Odatda baza elektronli (n) yoki teshikli (r) o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Bazaning tuzilishiga qarab tranzistorlar $r-p-r$ yoki $p-r-p$ tipdabo'lishi mumkin. Ammo ishlash prinsipi farqi yo'q.



80-rasm.



81-rasm.

Tranzistor 81-*a, b* rasmda ko'rsatilganidek ulansa, emitter o'tishning elektr maydoni kuchsizlanib, kollektor o'tishning elektr maydoni kuchayadi.

Kollektordagi kuchlanish o'zgaras bo'lganda kollektor toki orttirmasi

ΔI_n ning emitter toki orttirmasi ΔI_s ga bo'lgan nisbati tranzistorning kuchaytirish koeffitsiyenti deyiladi. Bu esa tranzistorlarning muhim parametrlaridan biridir.

Yarim o'tkazgich qurilmalarning eng katta muvaffaqiyati ularning ixchamligi, yengilligi, mustahkamligi, arzonligi kabialar bo'lib, ular radiotexnikada toklarni to'g'rilashda, yuqori chastotali elektr tebranishlarni hosil qilishda, elektr tebranishlarni kuchaytirish va generatsiyalashda, hisoblash mashinalarida va boshqa joylarda ishlatiladi.

39-§. Elektrolitlarda elektr toki



82-rasm.

Bu paragrafda suyuq o'tkazgichlarning xossalari, o'zgaras tok hosil bo'lishini fizika-kimyoviy jarayonlari bilan tanishib chiqamiz.

O'zidan elektr tokini o'tkazuvchi eritmalar — elektrolitlar yoki ikkinchi tur o'tkazgichlar deb ataladi.

Elektrolitik eritmalarda tok o'tish jarayonini quyidagicha tushuntirish mumkin. Masalan, distillangan suvga osh tuzi kristalini tashlasak, suvda u eriydi va uning molekullari atrofni suv molekullari o'rab oladi va 82-rasmda ko'rsatilgandek manzara ro'y berib, eruvchi modda molekulasining musbat va manfiy zaryadli qismlarini bir-biridan ajratib yuboradi. Natijada, osh tuzi zaryadli Na^+ va Cl^- - qismlarga, ya'ni ionlarga parchalanadi. Bu hodisani *elektrolitik dissotsiatsiya* deyiladi.

Agar shu eritmaga ikkita metall elektrod tushirib, ular tok manbaining musbat va manfiy qutblariga ulansa, ionlar elektrodlar tomon harakatlana boshlaydi: natriyning musbat ionlari manfiy elektrod — katodga, xlorning manfiy ionlari musbat elektrod — anodga tomon harakat qiladi. Shuning natijasida eritma elektr o'tkazuvchanlik xossalari ega bo'lib, suyuqlikdan tok o'ta boshlaydi.

Elektrolitik dissotsiyalanish nazariyasi bilan dastlab R. Arrenius shu g'ullangan.

Eritgan moddaning ionlangan molekulari soni (n_1) ning barcha molekularning soni (n_0) ga bo'lgan nisbati, ya'ni *umumiy molekular sonining* (α) *qancha qismini ionlar tashkil qilishini ko'rsatuvchi fizik kattalikka elektrolitik dissotsiyalanish darajasi* (α) deyiladi:

$$\alpha = \frac{n_1}{n_0}$$

Dissotsiyalanmagan molekular soni (n_2) quyidagicha topiladi:

$$n_2 = n_0 - n_1 = n_0 - \alpha n_0 = n_0 (1 - \alpha)$$

Agar hamma molekular dissotsiyalangan bo'lsa ($n_0 = n_1$), $\alpha = 1$ bo'ladi, ya'ni vaqt birligi ichida hajm birligida mavjud bo'lgan necha dona molekula dissotsiyalanib, ionlar hosil qilsa, shu vaqt ichida shunga teng miqdorda ionlar o'tib ulguradi. Hajm birligidagi ionlar soni doimiy holda saqlanib, to'xtovsiz tok o'tib turadi.

Agar n_1 ga qaraganda n_0 juda katta bo'lsa $\alpha \approx 0$ bo'ladi. Bunday eritmadan tok o'tmaydi.

Elektrolitga tushirilgan modda molekulari avval yuqorida aytilgancha ionlashga borib, bu ikki xil nomli ionlar soni ko'payishi natijasida musbat va manfiy ionlar bir-biriga ma'lum darajada yaqinlashish bilan o'zaro tortishish kuchi ta'sirida qaytadan neytral molekula hosil qiladi. Bu hodisaga *molekulalanish (molekulyatsiya)* deyiladi.

Berilgan sharoitda vaqt birligi ichida ionlardan hosil bo'layotgan molekular soni shu vaqt davomida parchalanayotgan molekular soniga teng bo'lib, bir vaqtda ham ionlanish, ham molekulalanish to'xtovsiz davom etsa, eritmaning hajm birligidagi ionlar soni o'zgarmay qoladi. Bu holni *dinamik muvozanat* deyiladi.

Molekulari batamom dissotsiyalanadigan elektrolitlar *kuchli elektrolitlar* deb ataladi. Bunday elektrolit uchun $\alpha = 1$ bo'ladi.

Kuchli elektrolitlarga misol qilib mis kuporosi (CuSO_4), osh tuzi (NaCl), kumush nitrat tuzi (AgNO_3) va hokazolarning eritmalarini

ko'rsatish mumkin. Ko'pchilik eritmalarida konsentratsiya kam bo'lsa ham erigan moddalarning hamma molekulari ionlanmaydi, ularning ionlanish darajasi hamma vaqt birdan ancha kichik bo'ladi. Bunday eritmalar *kuchsiz elektrolitlar* deyiladi. Masalan, sirka kislota, temir florid tuzi eritmaları va boshqalar. Kuchsiz elektrolitlarda ionlar orasidagi masofa katta bo'lgani uchun ular bir-birlariga deyarli ta'sir ko'rsatmaydi deyish mumkin. Ular o'zaro shunday zaif kuch bilan tortishadiki, bunda molizatsiya jarayoni deyarli bo'lmaydi, bu holda ionlararo tortishuv kuchlarini hisobga olmasa ham bo'ladi.

Amalda elektrolit sifatida suyultirilgan eritmalar yoki ideal eritma — kislota, tuz, ishqorlarning suvdagi eritmaları ko'p qo'llaniladi. Shunday qilib:

1. Eruvchi modda erituvchi modda molekularining o'zaro elektr ta'sirida tarkibiy qismlarga (ionlarga) ajratadi.

2. Elektrolitlarga tushirilgan elektrodlar orasidagi elektr maydon ta'sirida musbat va manfiy zarralar — ionlarning tartibli harakati natijasida tok hosil bo'ladi.

3. Molekulalardagi tok tashuvchi erkin elektronlar vazifasini elektrolitlarda ionlar bajaradi. Shuni ham aytish kerakki, metall vodorod atomlarida elektronlar oson chiqib ketgani uchun metall va vodorod atomlari musbat ionlarga, kislota ishqori qoldig'i esa manfiy ionlarga aylanadi.

Elektr maydon ta'sirida elektrolitdagi ionlar elektrodlar tomon tartibli harakatga kelib, elektrodlarda modda ajralish jarayoni boradi. Bu hodisaga *elektroliz* deyiladi. Elektroliz hodisasini 1836 yilda ingliz fizigi Faradey mufassal o'rgandi va quyidagi qonunlarni kashf etdi.

1) Faradeyning birinchi qonuni: elektrodda ajralib chiqqan modda miqdori elektrolit orqali o'tgan zaryad miqdoriga to'g'ri proporsionaldir:

$$m = kq = kIt \quad (3.13)$$

bu yerda $q = It$ — ionlar t vaqt ichida olib o'tgan zaryad miqdori, m — ajralgan modda massasi, k — proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, u moddaning **elektrokimyoviy ekvivalenti** deb ataladi.

$q=1$ bo'lganda k son jihatdan m ga teng bo'ladi. Demak, **elektrokimyoviy ekvivalent elektrolit orqali bir birlik zaryad o'tganda ajralgan modda massasini bildiradi.**

SI sistemada

$$[k] = \frac{[m]}{[q]} = 1 \frac{\text{kg}}{\text{C}}$$

hisobida o'lchanadi. Amalda k ning mg/Kl birligi ishlatiladi.

2) Faradeyning ikkinchi qonuni moddaning elektrokimyoviy ekvivalentini uning kimyoviy ekvivalenti bilan bog'laydi.

Son jihatdan berilgan element massasiga teng bo'lgan grammlar (yoki kilogrammlar) da ifodalangan kimyoviy birikmalarda 1,0078 gramm (yoki kilogramm) vodorodning o'rnini bosadigan o'lehsiz kattalikka elementning kimyoviy ekvivalenti deb ataladi.

Kimyoviy birikmalarda elementning bitta atomi bilan o'rin almashinadigan vodorod atomlari soni *elementning valentligi p* deb ataladi.

Bir valentli element uchun kimyoviy ekvivalent uning atom og'irligi (A) ga tengdir. *p* valentli element uchun kimyoviy ekvivalent *A/p* ga teng.

Massasi grammlarda ifodalangan, son jihatdan kimyoviy ekvivalentga teng bo'lgan element miqdori **gramm-ekvivalent** (g-ekv) deb ataladi. Masalan, *A/p* kilogrammga teng bo'lgan modda miqdori *kilogramm-ekvivalent* (kg-ekv) deb ataladi.

Faradeyning ikkinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi: **barcha moddalarning elektrokimyoviy ekvivalentlari ularning kimyoviy ekvivalentlariga to'g'ri proporsionaldir:**

$$k = C \frac{A}{n} \quad (3.14)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti *S* barcha moddalar uchun bir xil qiymatga ega bo'ladi. *S* doimiyga teskari bo'lgan kattalik Faradey soni *F* deyiladi:

$$F = \frac{1}{C}$$

Demak, Faradeyning ikkinchi qonuni yana quyidagicha ifodalanadi:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \quad (3.14a)$$

ning qiymatini (3.13) formulaga qo'yamiz:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} q = \frac{AIt}{F \cdot n} \quad (3.13a)$$

Bu formula *Faradeyning birlashgan qonunini* ifodalaydi. Bu formuladan ko'rinadiki, agar *q* zaryad son jihatdan *F* Faradey soniga teng bo'lsa, u holda *m* massa son jihatdan *A/n* ga teng bo'ladi.

Bundan quyidagi xulosa kelib chiqadi: *elektrolitlarda kimyoviy ekvivalentiga son jihatdan teng bo'lgan modda massasi ajralib chiqishi uchun elektrolitdan Faradey soniga teng miqdorda zaryad o'tishi kerak.*

Tajriba yo'li bilan

$$F = 96500 \frac{C}{g \cdot ekv} = 95600 \frac{C}{mol}$$

ekanligi aniqlangan, ya'ni elektroliz vaqtida bir gramm-ekivalent modda ajralishi uchun elektrolitdan 96500 kulon zaryad o'tishi kerak.

Elektron nazariyaning yaratilishida Faradey qonunlari muhim rol o'ynadi. (3.13) formuladan shu narsa kelib chiqadiki, har qanday moddaning 1 g ekvivalenti ajralishi uchun elektrolit orqali juda muayyan elektr miqdori, ya'ni son jihatdan F -Faradey soniga teng bo'lgan elektr miqdori o'tish kerak. Gramm ekvivalentdagi N' atomlar soni (Avogadro soni) elementning valentligini n -ga bog'liq bo'lib,

$$N' = \frac{N}{n}$$

ga tengligi aniq. Bitta atomning ajralib chiqishi elektrolit orqali

$$q = \frac{F}{N'} = \frac{F}{N} n$$

zaryad miqdori o'tishi bilan bog'liq. Elektrolitlar nazariyasining ion nazariyasiga ko'ra tokning elektrolitlar orqali o'tishi musbat va manfiy ionlarning elektr maydon ta'sirida qarama-qarshi yo'nalishlarda ko'chishidan iboratdir, bundan (3.14) formulaga ko'ra har bir ion elementning n valentligiga proporsional bo'lgan q zaryad olib o'tishi kelib chiqadi.

Ionning eng kichik e zaryadi bir valentli ($n=1$) ionning zaryadiga mos keladi, demak

$$e = \frac{F}{N} \quad (3.15)$$

elementning valentligi butun son bilan ifodalanadi, shunga ko'ra har qanday harakat ion tashib o'tayotgan q zaryad

$$q = ne$$

ya'ni eng kichik e zaryadga butun karrali bo'ladi. Shunday qilib, Faradey qonuni moddaning atom nazariyasi bilan birgalikda elektrning atom tuzilishi haqidagi tasavvurga olib keladi. Gelmgols va Stonety 1881 yilda bir vaqtda va bir-biridan mustaqil ravishda shunday hulosaga keldilar. Moddaning har bir atomi e elementar zaryadga karrali zaryadni yo'qotish yoki qabul qilishi mumkin. Bu e elementar zaryad elektron zaryadi ekanligi ma'lum. Agar

atom (yoki molekula) bitta yoki bir nechta ortiqcha elektron qabul qilsa, manfiy ion hosil bo'ladi. Masalan, elektrolitik dissotsiatsiyada vodorod va ishqoriy metallar (litiy, natriy, kaliy va boshqalar) bir valentli musbat ionlar hosil qiladi, ya'ni ular bittadan elektron yo'qotgan atomlardir.

Cl, Br, J galogenlar bir valentli manfiy ionlar hosil qiladi, ularning atomlari bittadan ortiqcha elektron qabul qilib oladi.

Bitta elementning o'zi turlicha valentliklarda uchrashi mumkin. Shunga muvofiq ravishda turlicha zaryadli ionlar hosil bo'ladi. Masalan, ikki valentli temir tuzlari dissotsiyalanganda hosil bo'ladigan musbat temir ioni ikkita elektronini yo'qotgan temir atomidan iborat, temirning uch valentli tuzlarining dissotsiyalanishida hosil bo'ladigan temir ioni uchta elektronini yo'qotgan atomdan iborat bo'ladi.

(5) munosabat F Faradey soni va N Avogadro soni orqali elektron zaryadini aniqlashga imkon beradi. Avogadro soni

$$N = 6,023 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$$

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96404}{6,023 \cdot 10^{23}} C = 1,601 \cdot 10^{-19} K = 4,803 \cdot 10^{-10} CGSEq$$

bu elektron zaryadining hozir qabul qilingan qiymatlaridir. Biroq N Avogadro sonini eksperimental aniqlash usullarining aniqligi elektron zaryadini bevosita o'lchash usullari aniqligidan kam bo'lgani uchun (3.15) tenglikdan odatda N Avogadro sonini F Faradey soni va e elektron zaryadi orqali aniqlashda foydalaniladi.

46- §. Elektrolitlar uchun Om qonuni

Ma'lumki, metallarda tok zichligi (j), ya'ni o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuza birligi (S) dan har sekunda o'tayotgan zaryad miqdori (ya'ni

tok kuchining zichligi $j = \frac{I}{S} = qnv$ shu o'tkazgichdagi elektr maydon kuchlanganligi (E) ga to'g'ri proporsional;

$$j = \sigma E \quad (3.15)$$

Bundagi σ —*elektr o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti* bo'lib, berilgan haroratda shu o'tkazgich moddasi uchun doimiy kattalikdir. Elektrolitlardan tok o'tganligi uchun Om qonuni qanday ifodalanishini qarab chiqaylik.

Eritmadagi moddalar tok manbaiga ulanishi bilan eritmaning musbat va manfiy ionlari $F_{\pm} = qE$ Kulon kuch ta'siri ostida Nyutonning $A = ma$ qonuniga asosan tezlanuvchan harakatga keladi. Bu kuchlar ta'sirida ionning tezligi orta boradi. Ammo ion elektrolitda harakatlanayotgan bo'lgani uchun unga tezlikka proporsional muhitning qarshilik kuchi $F_r = -kv$ ta'sir etadi. Natijada u sekinlanuvchan harakat qilib, tezlanishi kamaya boradi. Bunday k — ishqalanish koeffitsiyenti bo'lib, turli ionlar uchun ularning tabiatiga qarab turli qiymatga ega. Kuzatish jarayonida shunday holat ro'y beradiki, ionlarga ta'sir etuvchi kuchlar o'zaro tenglashib, ionlar tekis harakat qila boshlaydi. Bu holda musbat ionga ta'sir etuvchi kuchlar $F_+ = F_{r+}$ yoki $qE = k_+v_+$ bo'lib, bundan tezlikni aniqlasak,

$$v_+ = \frac{q_+}{k_+} E = b_+ E \quad (3.16)$$

bo'ladi. Shuningdek, manfiy ion tezligi $v_- = b_- E$. Demak, elektrolitdagi elektr maydon kuchlanganligi YE ortgan sayin ionlar tezligi ham orta

boradi va qachon $E = 1 \frac{V}{m}$ bo'lganda musbat ion tezligi $v_+ = \frac{q_+}{k_+} = b_+$

bo'ladi. Shu ion q_+ va k_+ doimiy bo'lgani uchun ularning nisbati ham o'zgarmas bo'ladi. Bu sharoitdagi tezlik har bir ion uchun uning harakatini xarakterlovchi kattalik bo'lib, bu tezliklarni ionning *harakatchanligi* deb ataladi. Ya'ni *elektr maydon kuchlanganligi bir birlikka teng bo'lgandagi ionning tezligiga uning harakatchanligi deyiladi*.

Elektrolitdan o'tayotgan tok zichligini qarab chiqaylik.

Tok kuchining zichligi elektrolitdagi elektrodlar orasida bo'lgan YE elektr maydon ta'sirida kuchlanganlik yo'nalishiga tik bo'lgan birlik yuza orqali bir sekunda o'tadigan zaryadlar soni bilan o'lchanadigan fizik kattalikdir. Zaryad, zaryad konsentratsiyasi va zaryadning tezligi orqali tok kuchi zichligi ifodasini metallarda elektr tokida ko'rgan edik. Endi shu ifodalarni elektrolit uchun yo'zsak musbat va manfiy ionlar mavjud ekanligini e'tiborga olishimiz kerak. U vaqtda tok zichligi

$$j = j_+ + j_- = qn_+v_+ + qn_-v_- \quad (3.17)$$

bo'ladi va bu ifodaga tezliklarni (3.16) dagi qiymatlarini qo'ysak, hamda eritmani binar deb qarasaq $n_+ = n_- = \alpha n$ bo'lib,

$$j = \alpha n q (b_+ + b_-) E = \sigma E \quad (3.17a)$$

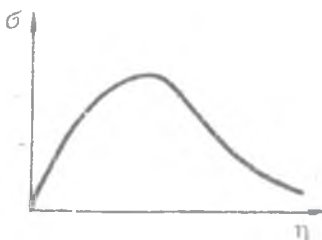
ko'rinishni oladi. Bundan ko'rinadiki, tok zichligi elektr maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan. Shuning uchun bu hosil bo'lgan

ifodaga elektrolitlar uchun Om qonuni deyiladi. (3.17a) formuladagi σ elektrolitlarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi bo'lib, quyidagicha ifodalanadi:

$$\sigma = \alpha n q (b_+ + b_-) \quad (3.18)$$

Tajribalar ko'rsatadiki, harorat ortishi bilan elektrolitning elektr o'tkazuvchanligi ortadi. Chunki bu vaqtda dissotsiatsiyalanish, harakatchanlik ortadi. Elektrolitlarning elektr o'tkazuvchanligi (3.18) dan ko'rinadiki, ionlar konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional bo'lib, ular orasidagi bog'lanish 83- rasmda ifodalangan.

Grafikdan ko'rinadiki, toza erituvchiga eruvchi modda solina boshlanganda, eruvchi modda molekulari tezlik bilan ionlarga ajralib elektr o'tkazuvchanlik konsentratsiyaga (ionlar soniga) bog'liq holda ortib, egrilik maksimal qiymatgacha ko'tariladi, so'ngra solingan eruvchi modda borgan sari kamroq ionlana borgan sari elektr o'tkazuvchanlik kamayib boradi. Bu esa egrilikning pasayishidan ko'rinadi.



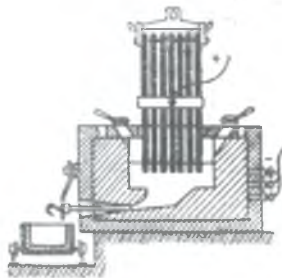
83-rasm.

41-§. Elektrolizning texnikada qo'llanilishi

Yuqoridagi paragraflarda elektrolitlardan tokning hosil bo'lishini qarab chikdik. Endi bu hodisalardan texnikada qanday maqsadlarda foydalanilishini qarab chiqaylik.

1. Elektrometallurgiya eritilgan rudalarni elektroliz qilish yo'li bilan aluminiy, natriy, magniy, berilliy, va boshqa nodir metallarni ajratib olishdir. Masalan, aluminiy olish uchun xom ashyo sifatida gil tuproqqa ega bo'lgan mineral (Al_2O_3) boksitlar xizmat qiladi. Elektrodlar sifatida ko'mir plastinalar qo'llanilgan elektrolitik vannaga solinadi (84-rasm). Elektrodlar orasidan tok o'tishi natijasida ajralgan issiqlik hisobiga rudalar erigan holatda ushlab turiladi.

Shuningdek, sanoatda, texnikada ko'p ishlatiladigan toza metallar, asosan, elektroliz yordamida olinadi. Bunday usul bilan kimyoviy jihatdan toza metall olish rafinlash deb ataladi.



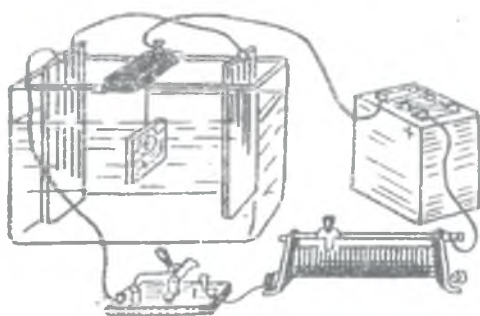
84-rasm.

Masalan, elektrolitik mis olish uchun elektrolit sifatida mis kuporosining suyultirilgan sulfat kislotasidagi eritmasi olinadi. Yupqa mis plastinkalari elektrodlar sifatida ishlatiladi. So'ngra elektrolitdan katodning har bir kvadrat metriga 250 A dan oshmaydigan qilib tok o'tkaziladi. Toza mis katodga o'tirib qoladi, anod esa bu vaqtda erib ketadi, bunda faqat mis eriydi, aralashmalari esa g'ovak cho'kma hosil qilib, asta-sekin vannaning tubiga cho'kadi. Oltin, kumush, rux, qalay va boshqa metallar ham shu tariqa rafinlanadi.

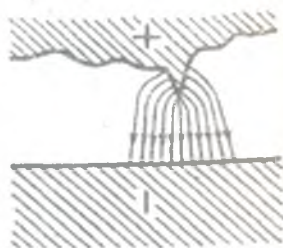
2. Galvanostegiya. Elektroliz yordamida metall buyumlarni boshqa nodir metallning yupka qatlami bilan qoplash galvanostegiya deb ataladi. Masalan, buyumlarni nikellash, kumushlash, oltin suvi yuritish, xromlash va shunga o'xshashlar galvanostegiya yo'li bilan amalga oshiriladi. Buning uchun buyum elektrolitga katod sifatida joylashtiriladi (85-rasm). Buyumni qoplaydigan metall tuzining suvdagi eritmasi elektrolit vazifasini bajaradi. Elektrolitdan tok o'tkazilganda mazkur buyumni qoplash kerak bo'lgan metall buyum sirtiga yupqa qatlam hosil qilib o'tirib qoladi.

3. Galvanoplastika. Relyefli buyumlarning metall nusxasini olish galvanoplastika deb ataladi. Buning uchun nusxasi olinadigan buyumning sirti ustiga oson eruvchi suyuq metall quyiladi. Qotgach, u olinadi va bunda sirtning teskari tasviri ko'rinishdagi nusxasi hosil bo'ladi. Nusxaga ancha qiyin eruvchi metall elektrolitik usul bilan qoplanadi, so'ngra nusxani eritib yuboriladi. Shunday usul bilan, masalan, medal, tangalarning nusxasi olinadi, tipografiyaklischelari vahokazolar tayyorlanadi.

4. Elektr bilan silliqlash. Bunda metall sirtini elektroliz bilan silliqlanadi. Sirti silliqanadigan buyum vannaga anod o'rnida joylashtiriladi va vannaga buyum yasalgan metall tuzining eritmasi solinadi. Elektroliz paytida eritmaga anodning g'adir-budur joylaridan ko'proq modda erib ketadi. Chunki



85-rasm.



86-rasm.

do'ng joylarda maydon kuchlanganligi katta bo'lgani uchun (86- rasm) tok zichligi ham katta bo'ladi, botiq joylarda esa aksincha. Shuning uchun eritmaga buyumning do'ng joyidan botiq joyiga nisbatan ko'proq metall o'tadi. Natijada buyum silliqlanadi.

42- §. Kimyoviy tok manbalari

Kimyoviy energiyani to'g'ridan-to'g'ri elektr energiyaga aylantirib beruvchi qurilmalar galvanik elementlardir.

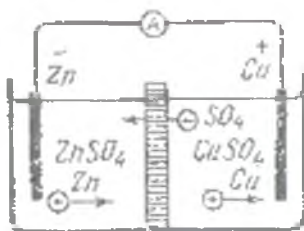
Agar eritmaga rux elektrod tushirsak u eriydi. Musbat zaryadli rux ionlari plastinkadan ajralib eritmaga o'tadi, bunda elektrolit zaryadlangan bo'ladi. Rux elektrodda qolgan elektronlar musbat ionlari-rini o'zidan uzoqlashishiga to'sqinlik ko'rsatadi. Shuning uchun bular rux plastinka atrofini o'rab oladi. Natijada elektrod bilan elektrolit orasida potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Elektrolit bilan elektrod orasidagi potentsiallar ayirmasini o'lchab bo'lmaydi. Shuning uchun shartli ravishda elektrolit potentsialiga nisbatan emas, balki standart vodorod elektrod potentsialiga nisbatan o'lchash qabul qilingan. Vodorodning standart potentsiali shartli ravishda nolga teng deb olingan.

Vodorod elektrod, g'ovak platina elektrodni vodorodga to'yintirish bilan hosil qilinadi.

Biror metall elektrodni elektrolitga tushirib, elektrod bilan elektrolit orasidagi potentsiallar farqini o'lchamoqchi bo'lsak, elektrolitga vodorod elektrodni ham tushirib, element qutblaridagi potentsiallar farqini o'lchaymiz. Bunday bo'lishiga asosiy sabab, metall suvga, ya'ni shu metall tuzining suvdagi eritmasiga tushirilganda, metall-eritma oralig'ida zaryadning qo'sh qavati hosil bo'lib, bu metall eritma chegarasida potentsiallar farqini hosil qiladi. Bu potentsiallar farqi metallar tabiatiga bog'liq bo'lib, turli qiymatga ega bo'ladi.

5- jadvalda bir qancha metallarning o'z tuzi eritmasiga (elektrolitga) tushirilganda hosil bo'ladigan elektrod potentsiallarining farqi keltirilgan.

№	Modda nomi	Potentsiallar farsi	Potentsiallar farsi hosil bo'lgan chegara
1	Simob	0,85 V	Hg ⁺⁺ /Hg
2	Kumush	0,80 V	Ag ⁺ /Ag
3	Mis	0,34 V	Cu ⁺⁺ /Cu
4	Vodorod	0,00 V	H ⁺ /O ₂ , 5N ₂
5	Qo'rg'oshin	-0,13 V	Pb ⁺⁺ /Pb
6	Nikel	-0,22 V	Ni ⁺⁺ /Ni
7	Rux	-0,76 V	Zn ⁺⁺ /Zn



87-rasm.

Kimyoviy manbaga misol tariqasida Daniel elementini qarashak, o'rtasidan chegaralab ikki tomoniga rux va mis sulfat ($ZnSO_4$, $CuSO_4$) tuzlarining suvdagi eritmasi quyilib, ularga moc ravishda rux va mis elektrodlarini tushirganimizda eritma bilan elektrod orasida kimyoviy reaksiya ketib, elektrodlar o'zaro ulanganda (87-rasm) to'siqdan ikkala eritma o'tib aralashib, ketguncha tok o'ta boshlaydi.

5- jadvaldan foydalanib, ixtiyoriy ikki metallardan iborat galvanik elementda hosil bo'luvchi potentsiallar farqini, ya'ni galvanik element elektr yurituvchi kuchini hisoblash mumkin. Masalan, mis va rux elektrodlar qutblaridagi potentsiallar farqi quyidagicha hisoblanadi:

$$U = \varphi_{Cu} - \varphi_{Zn} = 0,34 - (-0,76V) = 0,34V + 0,76V = 1,1V$$

Bunday tok manbaini birinchi marta Volta yaratgani uchun *Volta elementi* deb yuritiladi. Element uzoq ishlamasa potentsiallar farqi 0,7 V ga tushib qoladi. Buni *elektrodning qutblanishi* deyiladi. Bu hodisani yo'qotish uchun kimyoviy depolyarizatorlar-kislorodga boy moddalar qo'llaniladi. Depolyarizatoridagi kislorod vodorod bilan qo'shilib, suv hosil qiladi. Natijada elektrod sirti vodorod gaz qatlami bilan qoplanmaydi. Mis elektrodda vodorod ionlari neytrallashayotgan bir paytda rux ionlari kislotaga qoldig'i ionlari bilan birikib, rux sulfat tuzini hosil qiladi:

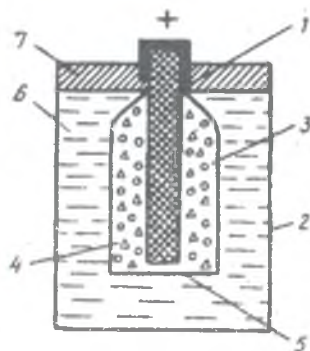


Hosil bo'lgan rux sulfat idish tubiga cho'kadi.

Tashqi zanjir ulanguncha bu hodisa yuz bermaydi, chunki rux ionlari ortiqcha elektronlarga ega bo'lgan rux elektroddan bog'lanib turadi.

Rux sulfat hosil bo'lishida ketgan ionlar o'rniga rux elektroddan yangi rux ionlari kelib, ular yana rux sulfat hosil qila boradi. Agar tashqi zanjir ulangan bo'lsa, bu jarayon rux elektrodning hammasi rux sulfatiga aylanib bo'lgunga qadar davom etadi. Bu vaqtda mis elektrodda vodorod to'xtovsiz ajralib turadi.

Xilma-xil galvanik elementlar orasida 1868 yilda ixtiro etilgan marganes-rux sistemasidagi elementlar eng ko'p tarqalgan. Odatda bu elementni *Leklanshe elementi* deb yuritiladi. Marganes — rux sistemasida galvanik elementlarning bir necha turi bor, ular quruq, suyuqlikli va marganes havo dipolyarizatsiyali elementlardir. Ular bir-biridan konstruksiyasi va elektrolitlarning holati bilan farq qiladi.



88-rasm.

Leklanshe elementining tuzilishi 88-rasmda ko'rsatilgan. 1— ko'mir tayogqcha — elektrod, 2— pyx stakan — ikkinchi elektrod vazifasini bajaradi. Rux stakanga nashatir tuzi (NH_4Cl) ning suvdagi 10—20 foizli eritmasi (6) quyilgan. Marganes ikki oksid (kukuni) (4) va ko'mir kukuni (3) solingan xaltacha (5) ga ko'mir elektrod joylashtirilgan. Rux stakanning og'zi (7) smola bilan berkitilgan.

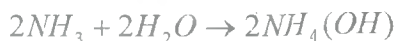
Bu elementning ishlashi jarayoni bilan tanishib chiqaylik. Eritmadagi nashatir tuzi ammoniy (NH_4^+) va xlor (Cl^-) ionlariga ajralib,



ammoniy musbat ioni ko'mir elektrodga o'zining zaryadini beradi:



Hosil bo'lgan vodorod molekulasi ammoniyning musbat ionlariga to'sqinlik qilib, ko'mir elektrod atrofida musbat ionlarning yig'ilishiga imkon bermaydi. Ammo vodorod bilan marganes ikki oksidi orasida kimyoviy reaksiya ketib, vodorod molekularini suvga aylantirib, ularni yo'qotadi. Demak, marganes (IV)-oksid (MnO_2) kuchli oksidlovchi bo'lgani uchun ajralgan vodorodni oksidlab, suv hosil qiladi.



Buning natijasida ammoniy musbat ionining ko'mir elektrodga kelishiga imkon bo'lib, ko'mir elektrod musbat zaryadlarni qabul qilib oladi. Leklanshe elementining ishlashi shunday kimyoviy reaksiyaga asoslangan. Umumiy holda Leklanshe elementida sodir bo'ladigan kimyoviy jarayonlar quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:



Shu yo'l bilan kimyoviy reaksiya davomida marganes rux sistemasidagi elementlarda 1,5 V ga yaqin EYUK hosil bo'ladi. Texnikada bundan tashqari akkumulatorlardan ham keng foydalaniladi.

43-§. Akkumulatorlar

Kislotali yoki qo'rg'oshinli akkumulatorlar plastmassa, ebonit yoki shishadan tayyorlangan idish — bankadan iborat bo'ladi. Odatda uch yoki olti bankali akkumulatorlar ishlatiladi. Idishning har qaysi ajratilgan hajm qismiga elektrolit, ya'ni sulfat kislota (H_2SO_4)ning distillangan suvdagi 20—30% li eritmasi quyilib (zichligi $1,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$), unga ikkita elektrod tushiriladi. Elektrodlar surma aralash qo'rg'oshin plastinadan tayyorlanadi.

Musbat va manfiy plastinalarning bloklari akkumulyatorlar kataklariga joylashtirilib, usti qopqoq bilan yopib qo'yiladi.

Qisqa tutashuvga yo'l qo'ymaslik uchun qarama-qarshi ishorali har qaysi juft plastina orasiga izolatsiya qatlamlari o'rnatiladi. Ustki qopqoqning o'rtasida elektrolit kuyish uchun bitta, tok chiqarish simlari uchun ikkita teshik qoldiriladi. Elektrolit qo'yiladigan teshikka tiqin (probka) tiqib qo'yiladi. Akkumulatorlarni bir-biriga ulab, batareya hosil qilinadi. Qo'rg'oshinli akkumulatorlarda sodir bo'ladigan kimyoviy jarayonlarni qarab chiqaylik.

Ikkala sirti oksidlangan qo'rg'oshin plastina shisha idishdagi suyultirilgan sulfat kislota eritmasiga tushiriladi. Bu vaqtda



reaksiyasi sodir bo'ladi. Plastinkalar sirtida qiyin eruvchi qo'rg'oshin sulfat to'rt oksidi (I) qavati hosil bo'ladi.

Akkumulator tok manbai bo'lishi uchun avval uni zaryadlaymiz, ya'ni elektrodlar va eritma orqali doimiy tok o'tkazilsa, manfiy elektrodda g'ovak qo'rg'oshin to'rt oksidi hosil bo'ladi:



Musbat elektrodda sof qo'rg'oshin hosil bo'ladi:



Akkumulatorlar yetarli darajada elektrlanib bo'lganda uning manfiy plastinkasi g'ovak qo'rg'oshin ikki oksidi qavati bilan, musbat plastinasi

esa sof qo'rg'oshin qavati bilan qoplanadi. Bu jarayon natijada sulfat kislota eritmasining konsentratsiyasi ortadi. Akkumulator iste'mol zanjiriga ulansa, uning o'zi tok manbai bo'lib qoladi, endi akkumulatorda elektrsizlanish jarayoni bo'ladi. Bu jarayonning yo'nalishi elektrlanish jarayoni yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi. Bu jarayon vaqtida sulfat kislota eritmasini konsentratsiyasi pasayadi.

Qo'rg'oshinli akkumulatorlarda sodir bo'ladigan zaryadlanish (elektrlanish) va zaryadsizlanish (elektrsizlanish) jarayonlarini quyidagi umumiy tenglama bilan yozish mumkin.



Demak, akkumulator zaryadlanish vaqtida ikki valentli qo'rg'oshin bir atomli toza qo'rg'oshinga, yana bir atomli to'rt valentli holatga o'tadi, zaryadsizlanish vaqtida esa toza qo'rg'oshin oksidlanib ikki valentli holatga o'tadi, demak, to'rt valentli qo'rg'oshin esa qaytarilib, u ham ikki valentli holatga o'tadi.

Zaryadlanish vaqtida akkumulatorning kuchlanishi o'zgaradi. Kuchlanish akkumulatorning zaryadlanish oxirida 2,7V gacha erishadi, zaryadsizlanishda tezda 2,2V bo'lib, u uzoq vaqt saqlanadi. Zaryadsizlanishda kuchlanish asta-sekin kamaya boradi. Akkumulatorni 1,85V dan past kuchlanishgacha zaryadsizlash man etiladi. Agar bundan past kuchlanishgacha zaryadsizlansa, elektrod sirti vodorod molekulari pufakchalari bilan qoplanib, uni qayta zaryadlab bo'lmaydi. Akkumulator ishdan chiqadi.

Akkumulatorni xarakterlovchi fizik kattaliklardan biri uning *elektr sig'imi*dir. Akkumulatorning sig'imi deb uning ma'lum kuchlanishigacha, odatda 1,85 V gacha zaryadsizlanganda beradigan hamma elektr miqdoriga aytiladi. Akkumulatorlar sig'imi quyidagicha aniqlanadi:

$$I = \frac{q}{t}$$

bunda I — zaryadsizlanish toki, t — zaryadsizlash vaqti. Zaryad miqdori esa $q = It$.

Ko'pincha qo'rg'oshinli akkumulatorlar sig'imi 5 amper-soatdan 1000 amper-soatgacha bo'ladi. Akkumulatorlarning sig'imi uning plastinalariga joylashgan aktiv massa miqdoriga bog'liq.

Akkumulatorni zaryadlash vaqtida kuchlanish 2,7 B ga yetgandan keyin tok berishni davom ettirsak ham kuchlanish oshmaydi, chunki qo'rg'oshin sulfatli manfiy elektrodga vodorod kelib qo'rg'oshin sulfat bilan reaksiyaga kirishib sulfat kislota hosil qiladi.

Bu reaksiya qo'rg'oshin sulfat elektrod toza ko'rg'oshinga aylanguncha davom etadi. Shundan so'ng qo'rg'oshin sirtidagi sulfat tugasa ham vodorod kelishda davom etaveradi, elektrod sirti vodorod pufakchalari bilan qoplanib, pufakchalarga ta'sir etayotgan Arximed kuchi ortsa, akkumulatorning eritma qo'yiladigan teshikdan vodorod pufakchalar (gaz) chiqaveradi. Bu hodisani *akkumulatorning qaynashi* deb yuritiladi va zaryadlanish jarayoni oxiriga yetdi deb hisoblanadi.

Akkumulatorlarni ishlatish vaqtida normal kattalikdan ortiq tok bilan zaryadsizlanishga yo'l qo'ymaslik kerak.

Kislotali akkumulatorning normal zaryadsizlanish toki akkumulator sig'imining $1/20$ ulushiga to'g'ri kelishi kerak.

44- §. Gazlarda elektr toki

Gaz, jumladan, metall bug'lari ham normal holatda elektr neytral atom va molekullardan iborat bo'lib, o'zlaridan elektr tokini o'tkazmaydi. Faqat ionlashgan gazlarga elektr o'tkazgich bo'la oladi. Chunki ularda neytral molekullar va atomlardan tashqari elektronlar, musbat va manfiy ionlar ham bo'ladi. Ionlar, gazlarda yuqori temperatura, rentgen va ultrabinafsha nurlari, radioaktiv elementlar va kosmik nurlari ta'siri ostida, gaz atomlarning elektronlar va boshqa katta tezlikka ega bo'lgan elementlar va atom zarralari bilan to'qnashishlari natijasida hosil bo'lishi mumkin. Bu vaqtda atom yoki molekullarning elektron qobig'idan bitta yoki bir nechta elektronlar ajralib chiqqan bo'ladi. Bunday jarayon *ionlanish* deyiladi. Bu ionlar va erkin elektronlar gazni elektr o'tkazuvchan qilib qo'yadi. XVIII asr oxiridan boshlab Kulon (1785), Boyl (1889) lar havo orqali elektr zaryadlarining kamayishini razrad hodisalarini tushuntira boshladilar. Sistematik bu hodisalarni o'rganish XIX asr oxirida ham hali nazariy asoslab berilmagan.

Ionlanish sharoit bo'lmay qolishi bilan tezda musbat va manfiy ionlar birlashib, neytrallanadi. Bu hodisa *ionlar rekombinatsiyasi* deb atalgan. Rekombinatsiya natijasida gaz yana elektr o'tkazmay kolishi mumkin.

Ionlar rekombinatsiyasi yana musbat ionlarning manfiy ionlar bilan uchrashishda ham ro'y beradi. Faraz etaylik, hajm birligidagi gaz molekullaridan vaqt birligi ichida m juft (manfiy va musbat) ionlar hosil bo'lsin, rekombinatsiya bo'ladigan molekullar soni musbat ionlar soni n va manfiy ionlar soni n ga, ya'ni n^2 ga proporsional bo'ladi, shuning uchun hajm birligidagi ionlardan vaqt birligi ichida kamayayotgan ionlar soni αn^2 ga teng bo'lib (α — ionlarning rekombinatsiya koeffitsiyenti), vaqt birligi ichida qolgan ionlar soni

$$\frac{dn}{dt} = m - \alpha n^2$$

ga teng bo'ladi.

Stasionar holatda (ionlanuvchi va rekombinatsiyalanuvchi molekular soni o'zaro tenglashsa), $\frac{dn}{dt} = 0$ va $m = \alpha n^2$ bo'ladi.

Ionlovchi manba uzilsa (olinsa), $m = 0$ bo'lib,

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$$

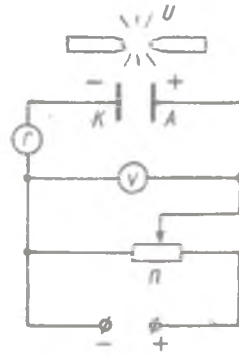
Bu ifodani $\frac{dn}{n^2} = -\alpha dt$ ko'rishda yozib integrallasak, $\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t$

kelib chiqadi. n_0 — vaqt $t_0 = 0$ bo'lgan paytda musbat va manfiy juft ionlar konsentratsiyasi, n — vaqt t bo'lgandagi musbat va manfiy juft ionlar konsentratsiyasi.

Bu vaqtda o'tayotgan tok kuchi ionlanish darajasiga bog'liq bo'ladi, uning son qiymati ko'pincha juda kichik bo'ladi.

Gazlarda nomustaqil tok.

Ikkita yassi plastinka elektrodlarini ma'lum bir masofada parallel o'rnatib (89-rasm), ular orasidagi ionlashgan gazdan o'tadigan tok yo'nalishi musbat elektroddan manfiy elektrod tomonga yo'nalgan bo'lib, undagi tokning zichligi j elektrolitdagi kabi

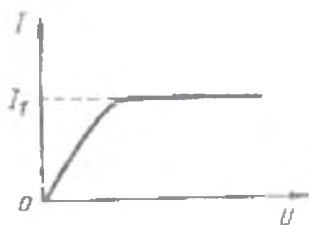


$$j = j_+ + j_- = n_+ q_+ v_+ + n_- q_- v_- + q_+ D_+ \frac{dn_+}{dt} + q_- D_- \frac{dn_-}{dt} \quad (3.19)$$

shaklda ifodalay olamiz. Bu tenglamaning o'ngidagi boshlang'ich ikki had elektr maydoni Ye ta'siridagi harakatga bog'liq bo'lib, keyingi ikki hadi ionlar diffuziyasiga bog'liq. Agar $q_+ = q_- = q$ va dinamik muvozanat holda $n_+ = n_- = n$ deb olsak, bundan tashqari butun hajm bo'yicha ionlar konsentratsiyasi bir xil bo'lsa, diffuziya toki nolga intilib, (3.19) ni elektrolitlardagi tok zichligi kabi quyidagicha yoza olamiz:

$$j = qn(b_+ + b_-)E \quad (3.17)$$

Bundagi b_+ va b_- moc ravishda musbat va manfiy ionlarning harakatchanligi. Gaz bo'lgan kamerada molekular tashqi ionlovchi ta'sirida ionlansa, o'tayotgan tok nomustaqil razrad deyiladi.



90-rasm.

Gazning stasionar holatdagi ionlanishida elektrodlar tok tarmog'iga galvanometr va potensiometrli zanjir ishtirokida ulansa, ionlarning tartiblashgan harakati tufayli tok hosil bo'lishini indikator (G) vositasida kuzatamiz. Elektrodلarga beriluvchi kuchlanish potensiometr (P) orqali orttirila borilsa, dastlab unga moc tok kuchi dam orta borib kuchlanishning biror U_m qiymatidan boshlab kuchlanish ortsa

ham indikator ko'rsatishi o'zgarmay qoladi, ya'ni tok kuchi kuchlanishga bog'liq bo'lmay qoladi (90-rasm).

Ionlanish stasionar bo'lganda vaqt birligi ichida hosil bo'luvchi juft ionlar soni doimiy saqlanib, indikator ko'rsatishi o'zgarmas qiymatga erishganda elektrodلarga borib uriluvchi ionlar soni, ionlashuvdan hosil bo'luvchi ionlar soniga teng bo'lib qoladi. Natijada tok kuchi doimiy bo'lib, kuchlanish orttirilishi bilan o'zgarmay qoladi. Bu vaqtdagi tok odatda *to'yinish toki* deb ataladi.

45- §. Gazlarda mustaqil tok (razrad) va uning turlari

Gaz molekulari ionlovchi manba bo'lmaganda ham elektronlar bilan to'qnashish natijasida ionlanishi mumkin. Agar gaz egallagan hajmda elektronlar mavjud bo'lib, elektrod orasida elektr maydon ham bo'lsa, bu maydon ta'sirida hamma erkin elektronlar musbat elektrod tomon tezlanuvchan harakatga keladi va yo'lda uchragan atom yoki molekulaga to'qnashadi, o'z energiyalarining bir qismini berib, ularni ionlaydi. Bu ionlangan molekuladan ajralgan elektron ham elektrod tomon harakatlanib, qarshisida uchragan molekulani ionlaydi, uning elektronini ajratib yuboradi, keyin bu elektron ham musbat elektrod tomon tezlanuvchan harakatga kelib, yo'lida to'qnashgan boshqa molekularning elektronini urib chiqaradi va hokazo. Borgan sayin har bir yangi elektron musbat elektrodga yetguncha molekular bilan to'qnashib, ulardan elektronlarni ajrata boradi. Natijada tobora ko'paya borgan elektronlar elektr maydonda musbat elektrod tomon uchuvchi elektronlar galasini hosil qiladi. Elektronلarning bir tomonlama harakati tufayli tok o'tkazish ro'y beradi. Bu tok doimiy bo'lishi uchun elektrod to'dasi elektrodga borib neytrallan-gach, yangidan elektronlar to'dasini hosil qilib turish kerak. Boshqacha aytganda, gazdagi molekularning ionlash jarayoni biror vosita bilan

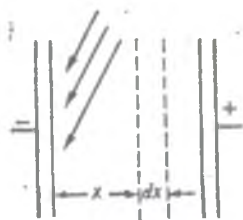
davom etib turishi kerak. Bu maqsadga erishishda manfiy elektrodan uchib chiquvchi ikkilamchi elektron emissiya va ichki foto ionlashish hodisasidan foydalanamiz. Ammo bu aytilgan ionlanishning hammasini hisobga olish kiyin. Biz bu yerda Taunsend nazariyasi bilan chegaralanamiz. Bu nazariya bo'yicha hajmiy va sirtan ionlanishning bir vaqtda bo'lish jarayoni mustakil razradga olib keladi.

Faraz etaylik, elektronlar oqimiga perpendikular turgan katod plastinasining yuza birligidan vaqt birligi ichida anod tomon n dona elektron uchib tursin (91-rasm).

U vaqtda hosil bo'luvchi ionlar elektronlar konsentratsiyasining dx masofa oralig'idagi o'zgarish

$$dn = \alpha n dx \quad (3.20)$$

ifodalanadi. Bu yerda α — hajmiy ionlanish koeffitsiyenti bo'lib, son jihatdan bitta elektronning katoddan anod tomon borishida bir birlik yo'liga to'g'ri kelgan gaz zarralari bilan to'qnashishida hosil qilgan erkin elektronlar va ionlar soniga teng. Bundan keyin hosil bo'luvchi ionlar sonini maydon o'zgarishi bilan deyarlik o'zgarmaydi deb qarasaq, α koeffitsiyentini ham x ga bog'liq bo'lmagan doimiy deb hisoblash mumkin. Bunda (3.20) tenglamani integrallab quyidagini olamiz:



91-rasm.

$$\int_0^n \frac{dn}{n} = \alpha \int_0^x dx, \text{ bundan } n = Ce^{\alpha x}$$

bunda S —integral doimiysi. Katod yonida $x = 0$ bo'lganda $n = n_k = C$ va anod yonida $x = d$, d — katod va anod elektrodlar oralig'i bo'lib, anodga tushuvchi elektronlar soni

$$n_a = n_k e^{\alpha d} \quad (3.21)$$

chiqadi. (3.21) dan vaqt birligi ichida anod yuzi birligiga tushgan elektronlar sonini topish mumkin. Katod va anod orasidagi hajm birligida vaqt birligi ichida yangidan hosil bo'lgan elektronlar soni

$$n_a - n_k = n_k e^{\alpha d} - n_k = n_k (e^{\alpha d} - 1)$$

Elektron to'ldasida mavjud bo'lgan musbat ionlar soni ham shuncha bo'ladi. Musbat ionlar katodga urilib ikkilamchi elektronlar oqim zichligini

hosil qilib, u birlamchi elektronlar soniga bog'liq bo'lganligidan, ular orasidagi bog'lanish quyidagicha ifodalanadi:

$$\gamma n_k (e^{\alpha d} - 1)$$

Bunda γ — ikkilamchi elektron emissiyani xarakterlovchi koeffitsiyent. Tashqi ionlovchi manba n_0 ionlarni hosil qilsa, umumiy konsentratsiya quyidagicha ifodalanadi:

$$n_k = n_0 + \gamma n_k (e^{\alpha d} - 1) \quad (3.22)$$

Bu ifodadan katoddan chiqayotgan elektronlar konsentratsiyasini topsak

$$n_k = \frac{n_0}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (3.22a)$$

hosil bo'ladi. (3.21) va (3.22) lardan foydalanib, anod oldidagi elektron oqimining konsentratsiyasini topamiz:

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}$$

Anodda hosil bo'layotgan razrad tokini elektronlar tashiyotgan bo'lgani uchun (3.23) ni elektrod zaryadiga ko'paytirish orqali anod toki zichligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$J = n_a e = n_0 e \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (3.24)$$

Barqarorlashgan rejimda gazda razrad bo'ladigan oraliqning hammasida tok zichligi (j) bir xil bo'ladi. Bu umumiy tok zichligi j elektron tok zichligi j_e bilan ionlar toki zichlik j_u larining yig'indisiga teng ekanligidan:

$$j = j_e + j_u$$

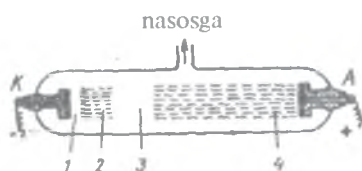
Mustakil razrad bo'lishida tashqi ionlovchi manba zarur emas, shuning uchun bu holda $n_0 = 0$ bo'lib, (3.22) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) \quad (3.22b)$$

α va γ maydon kuchlanganligining funksiyasi bo'ladi E ortsa, α va γ ham orta boradi).

1. Miltillama razryad. Bunday miltillama razrad bosim 0,1 mm simob ustuniga yaqin bosimdagi gazlarda kuzatiladi (92-rasm). Uni A va K. elektrodleri kavsharlangan shisha naycha ichida kuzatish oson. Agar naycha o'rtasidan chiqarilgan uchi ochiq naycha (R)ni nasosga ulab, ichidagi havo bosimini yetarli darajada kamaytira borilsa, kuchlanish bir necha yuz volt bo'lganda naycha ichidagi elektrodler o'rtasida o'ziga xos yoritilish ro'y beradi.

Katod yuziga yaqin tegib turgandek kuchsiz havorang yorug'lik qatlami pardasi hosil bo'ladi. Uning oldida birinchi qorong'i faza (qatlam) (1) (Kruksning qorong'i fazasi) bo'lib, undan so'ng (2) binafsha rangli manfiy yorurlanish ko'rinadi. Bu yorug'lik fazo katod tomondan keskin chegaralanib, asta-sekin anod tomonga qarab yo'qoladi. Bu manfiy yorug'lanishdan so'ng ikkinchi keng yoki Faradeyning korong'i fazasi (3) hosil bo'ladi. Naychanning qolgan qismi to anodgacha qizil musbat yorug'lanish (4) bilan to'lgan bo'ladi. Ko'pincha, bu yorug'lik fazada ravshan ko'ringan qorong'i va yorug' qatlamlar ham ro'y beradi.



92-rasm.

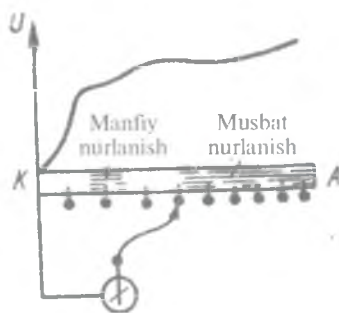
Miltillama razradda razradni saqlovchi asosiy jarayonlar birinchi qorong'i fazoda va manfiy yorug'lanish sohasida ham ko'pgina tekshirishlar naydagi elektrodlar orasidagi potensial taqsimoti bilan tushuntiriladi.

Gaz razradda potensialning taqsimlanishini bilish uchun naycha bo'yab uning devoriga ketma-ket qator ingichka simdan zondlar payvand qilamiz (93-rasm), so'ng ularni navbatma-navbat elektrostatik voltmetr orqali katodga ulaymiz. Shunda 93- rasmda tasvirlangan potentsiialarning taqsimot egri chizig'i (grafik) chiqadi. Tajriba ko'rsatadiki, potensial ayirmasining ko'pchilik qismi qorong'i sohaga elektronlarning erkin yugurish yo'l uzunligiga to'g'ri keladi (katod, potensial tushishi).

Potensialning katoddan so'ng tushishining ancha oz qismi maydonning kuchlanganligi bo'yab cho'zilib ketgan. Bu sohaning kuchlanishi katod kuchlanishi tushishidan juda oz qismini tashkil etadi. Tajriba ko'rsatadiki, potensialning katod kuchlanishi tushish joyida birinchi qorong'i faza uzunligi elektronlarning erkin yugurishiga to'g'ri keladi va shuning uchun ham u gaz zichligining kamayishiga qarab o'sa boradi.

Xuddi shu kabi, elektr toki kichik bo'lganda katodda potensialning tushishi faqat katodning qanday materialdan yasalishiga va gazning qanday modda ekanligiga bog'liqligi tajribada aniqlangan.

Naychada gazning yorug'lanish sohaslarida hosil bo'lgan musbat ionlar katod tomonga siljiy borib, birinchi qorong'i. Fazoda elektr



93-rasm.

maydonning kuchli ta'siri ostida ko'proq kinetik energiya oladi. Musbat ionlarning zarbalari (bombardimon qilishlari) natijasida katod sirtidan elektronlar o'tilib chiqadi (ikkilamchi emissiya). Ikkilamchi emissiya elektronlarning birinchi qorong'i fazodan yugurib, anod tomon o'tishda olgan kinetik energiyasi manfiy yorug'lanish sohasidagi gazni ionlanishi uchun yetarli darajada bo'ladi. Bu yerda razradni saqlash uchun musbat ionlar ham hosil bo'ladi.

Miltillama razrad sodir bo'lishida molekullarning «uyg'ongan» holatdan normal holatga o'tishida, shuningdek, rekombinatsiyalanishida ko'zga ko'rinuvchi yorug'lik tarzida energiya chiqishi mumkin. Shuning uchun miltillama razrada gaz yorug'lik chiqaradi. Bu nurlanishning rangi gaz tabiatiga bog'liq bo'ladi. Syraklangan gazda ionlar konsentratsiyasi, shuningdek, neytral molekullar soni kam bo'lgani uchun gazda ajraladigan energiya miqdori uncha katta bo'lmaydi, shuning uchun gazning nurlanishi sovuq holicha qoladi.

Hozirgi vaqtda miltillama razrad turii gaz-yorug'lik naylarida yorug'lik manbai sifatida keng qo'llaniladi. Kunduzgi yorug'lik lampalarida razrad simob bug'larida bo'ladi. Simob bug'ining nurlanishi nayning ichki sirtiga qoplangan maxsus moddalar qatlami (lyuminoforlar) tomonidan yutiladi. Yutilgan yorug'lik ta'sirida lyuminoforlar yorug'lik socha boshlaydi. Moddani tanlash yo'li bilan nurlanayotgan yorug'lik tarkibini kunduzgi yorug'lik tarkibiga yaqin keltirish mumkin.

Gaz yorug'lik naylari, shuningdek, reklama va dekoratsiya maqsadlarida ham ishlatiladi.

2. Elektr yoyi. Razrad turlari ichida amaliy jihatdan juda muhim bo'lgani elektr yoyidir.

Elektr yoyi hosil qilish uchun ikkita ko'mir tayoqcha olib, ularning uchlari bir-biriga yaqin joylashtiriladi. Elektrodlarga 40—50 V kuchlanish berib, avval ularning uchlari bir-biriga tegiziladi, so'ngra bir oz uzoqlashtiriladi. Bunda ikkala tayoqchanning uchlari orasida birdaniga ko'zni qamashtirarli darajada ravshan yarqirash ro'y beradi. Elektrodlarni bir-biridan salgina ajratib, tokning elektrodlar uchlari orasida cho'g'langan havo orqali nur sochuvchi yoy tarzida o'tayotganini ko'rish mumkin. Yoy hosil bo'lganda manfiy elektrod o'tkirlashadi, musbat elektrodning uchi esa chuqurlashadi (krater hosil bo'ladi). Musbat ko'mirning temperaturasi 3900°S gacha yetadi, manfiy ko'mir tayoqchanning temperaturasi esa 2500°S ga yetadi.

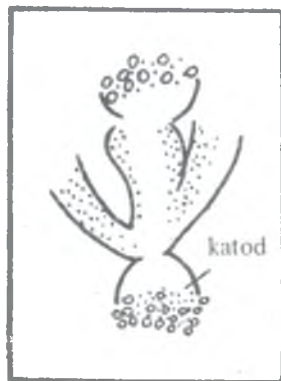
Bu razrada asosiy rolni manfiy elektroddan keladigan elektronlar oqimi o'ynaydi. Manfiy elektrodning qattiq cho'g'langan uchi juda ko'p

elektronlar chiqaradi, bu elektronlar gazni ionlashtirib, elektrodlar orasida tok hosil qiladi. Katodning temperaturasi yetarli darajada yuqori bo'lib tursa, bu tok davom etadi. Agar katod sovitilsa, yoy o'chib qoladi.

Elektr yoyi faqat ko'mir elektrodlar orasidagina emas, balki metall elektrodlar orasida ham hosil bo'ladi.

Elektr yoyini 1802 yilda rus olimi V. V. Petrov kashf qilgan bo'lib, bu yoy hozirgi vaqtda *Petrov yoyi* (94- rasm) deb ataladi.

Petrov yoyi projektorlarda, kinoproleksion apparatlarda, mayoqlarda kuchli yorug'lik manbai sifatida qo'llaniladi. Yoy temperaturasining yuqori bo'lishi undan elektr metallurgiyasida elektr bilan payvand qilishda foydalanishga imkon beradi.



94-rasm.

3. Uchqun razrad. Agar havoda o'rnatilgan ikki elektrodga yetarli darajada kuchlanish berilsa, ular orasida elektr uchqun hosil bo'ladi. Bunday uchqun razryad katta tezlik bilan razrad oralig'iga o'tib so'nadi va yangidan-yangi hosil bo'ladi. Yarqiragan yorug' ingichka uchqun kanali ikki elektrodni birlashtirib, murakkab shoxobchalarga tarmoqlanadi (95-rasm). Uchqundagi yorug'lanish ionlanishning intensiv jarayoni, tovush chiqish effekti bilan borishi esa gazning qizishi (10^5 °C gacha) tufayli razrad o'tgan joylarda bosimning ortishi (yuzlab atm. gacha) natijasidir. Ba'zi uchqun razradlarda bir jinsli elektr maydondagi kuchlanganlik muayyan qiymatida boshlanadi, gaz zichligi ρ qancha katta bo'lsa, bu

kuchlanganlik Ye ham shuncha katta bo'ladi (Pashinning $\frac{E}{\rho} = const$

qonuni) va gazning ionlanishi shuncha kam bo'ladi. Normal sharoitdagi uchqun razrad havoda teshilish (proboy ($Ye=10^6$ V/m) bo'lishidan ro'y bera boshlaydi.

Maydonning elektrod yaqinidagi kuchlanganligi sirtning egriligiga bog'liq, shuning uchun ham shar yoki yassi elektrodga nisbatan qaraganda razrad ingichka o'tkir uchli elektrodlar



95-rasm.

orasida kam kuchlanishda ro'y bera boshlaydi. Elektrod shakliga bog'liq ba'zi qiymatlar 6- jadvalda berilgan.

6- j a d v a l

	Uchqunni o'tkir uchlar orasida hosil bo'lish masofasi, m	Elektrodlar shar shaklida bo'lganda		Yassi elektrod bo'lganda. ular oralig'i, m
		Diametri 0,05 m	Diametri 0,3 m	
1	2	3	4	5
20000	0,155	0,058	0,06	0,06
40000	0,455	0,13	0,13	0,177
100000	2,20	0,45	0,357	0,367
200000	4,10	2,62	0,753	0,753
300000	6,00	5,30	1,26	1,44

Bu qiymatlar yuqori voltli uchqun voltmetrlarni yasashda hisobga olinadi.

46- §. Plazma to'g'risida tushuncha

Gaz razradining turli shakllarida ba'zan kuchli ionlashgan gaz hosil bo'ladi, bu gazda elektronlar konsentratsiyasi musbat ionlar konsentratsiyasiga taxminan teng bo'ladi. Birday konsentratsiyada taqsimlangan elektronlar va musbat ionlardan iborat sistema elektron — *ionli plazma* yoki oddiy qilib *plazma* deb ataladi.

Yolqin razradning musbat ustunida plazmani kuzatishimiz mumkin. Plazma uchqun razradning bosh kanalida ham hosil bo'ladi.

Plazmada elektronlar va ionlar konsentratsiyasi birday bo'lgani uchun unda metallardagi singari hajmiy zaryad nolga teng bo'ladi. Bundan tashqari gaz sezilarli ionlashganda plazmaning elektr o'tkazuvchanligi juda katta bo'ladi. Shuning uchun o'zining elektr o'tkazuvchanligiga ko'ra ion plazmasi metallarga yaqin bo'ladi.

Agar plazma elektr maydonda bo'lsa, u holda plazmada elektr tok hosil bo'ladi va issiqlik ajraladi. Bunda maydon energiyani dastlab harakatchanroq bo'lgan zarralar sifatida elektronlardan oladi, so'ngra to'qnashuvlarda molekula yoki ionlarga beradi. Biroq to'qnashuvlarda ishtirok

etayotgan zarralarning massalarida katta farq bo'lgani uchun elektron ionga o'zining hamma energiyasini emas, balki energiyasining bir qismini beradi. Kichik bosimlarda to'qnashuvlar soni kam bo'ladi. Chunki elektronlarning o'rtacha kinetik energiyalari ionlarning o'rtacha kinetik energiyasidan katta bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, plazmada elektron gazning harorati ion gazning haroratidan katta bo'ladi (noizotermik plazma). Bu haroratlarni bilvosita metodlar bilan o'lchash mumkin. Masalan, biqsima razradning musbat ustunida bosim 0,1 mm simob ustuni tartibida bo'lganida elektronlarning harorati 10^5 K va undan ham yuqori bo'lishi mumkin, holbuki ionlarning o'zi bo'lganda harorat bir necha yuz gradusdan ortmaydi.

Bosim ortganda to'qnashuvlar soni ortib, elektron, ion gazlari orasida issiqlik almashinishi kuchayadi, ularning haroratlari farqi kamayadi. Yetarlicha yuqori bosimlarda elektronlar va ionlarning haroratlari birday bo'ladi (izotermik plazma). Izotermik plazma hamma vaqt yuqori harorat yordamida bo'ladigan ionlanishlarda yuzaga keladi (masalan, uchqun kanalida).

Laboratoriya sharoitlarida plazma faqat gaz razradlaridagina hosil bo'lib kolmaydi. balki elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan qattiq jismlar (metallar, yarim o'tkazgichlar) da harakatchan o'tkazuvchanlik elektronlar va umumiy hajmiy zaryadi nolga teng bo'lgan harakatsiz musbat ionlar ham elektron — ionli plazma hisoblanadi.

Biroq plazma ko'proq kosmik jismlarda uchraydi. Yuqori harorat va turli nurlanishlar ta'sirida kosmosdagi moddalarning asosiy massasi amalda to'da ravishda ionlashgan va kuchli ionlashgan plazma holatida bo'ladi. Xususan, quyosh butunlay plazmadan iboratdir. Shu kabi yer atmosferasining yuqori qatlamlari (ionosfera) ham plazmadan iborat.

Plazma kuchli ionlashgan gaz bo'lgani uchun odatdagi gazlarga birmuncha o'xshash bo'ladi va ko'pchilik gaz qonunlariga bo'ysunadi. Biroq plazma bilan oddiy gazlar orasida tamoman qarama-qarshi farqlar bor. Bu farqlar ayniqsa, magnit maydon mavjud bo'lganida yorqin namoyon bo'ladi. Birinchi farqi, magnit maydon plazmaning zarralari (ionlari va elektronlar)ga neytral atomlar gazida bo'lmaydigan katta kuchlar (Lorens kuchlari) ta'sir qiladi. Zarralar magnit maydon bo'ylab harakatlanganda bu kuchlar nolga teng. Magnit maydonga ko'ndalang harakatlanganda bu kuchlar maksimal bo'ladi va zarralar harakatiga to'sqinlik qiladi. Ikkinchi farq shundaki, plazmada elektronlar va ionlar Kulon kuchlari yordamida o'zaro kuchli ta'sirda bo'ladi. Bu ikki hol va kuchli ionlashgan plazmaning katta elektr o'tkazuvchanligi birgalikda elektr va magnit maydonlar bo'lganida plazmaning xossalari va uning harakat tenglamalari odatdagi

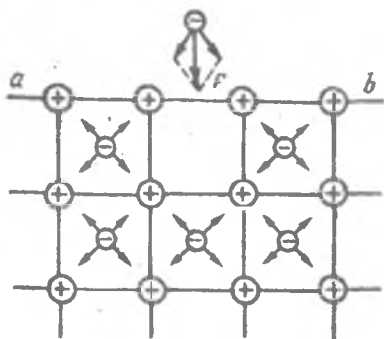
gaz va suyuqliklarning xossalari va harakat tenglamalaridan keskin farq qilishini ko'rsatadi.

Plazmaning elektr o'tkazuvchanligi katta bo'lgan alohida suyuqlik sifatida karalgandagi harakat qonunlarini o'rganish ko'plab yuqori haroratli kosmik jism jarayonlarini o'rganishda katta ahamiyatga ega. Plazma xossalarini tadqiq qilish juda katta amaliy ahamiyatga ega, chunki plazmadan foydalanish yordamida boshqariluvchi termoyadro reaksiyalarini amalga oshirishning prinsipial imkoni ochilgan.

47-§. Elektronning chiqish ishi

Metall ichidagi erkin elektronlarning energiyasi katta bo'ladi, shuning uchun bu elektronlarning tezligi metall sirtiga tomon yo'nalganda, ular metalldan tashqariga chiqib ketishi mumkindek ko'rinadi. Biroq odatdagi temperaturalarda metallar o'z-o'zidan elektronlarni chiqarmaydi. Erkin elektronlar metall ichida tutib turilar ekan, demak, metallning sirti yaqinida elektronlarga ta'sir qiluvchi va metall ichiga qarab yo'nalgan kuchlar mavjud bo'lishi kerak. Bu kuchlarning tabiati qanday ekanligini aniqlash uchun 96- rasmda tasvirlangan kristall panjarani tasavvur qilamiz.

Metall ichidagi erkin elektronlarga musbat ionlar tomonidan ta'sir qiluvchi tortishish kuchlari o'rtacha o'zaro muvozanatlashadi. Shu sababli elektronlar metall ichida panjara tugunlari orasida erkin harakatlana oladi. Agar biror sabab bilan elektron metall chegarasidan tashqariga chiqsa (a, b sirt orqali), u holda unga metall sirtidagi ionlarning muvozanatlashmagan tortishish kuchlari va elektronning ketishi tufayli hosil bo'lgan ortiqcha musbat zaryadning tortishish kuchi ta'sir qila boshlaydi. Chunki bu vaqtda



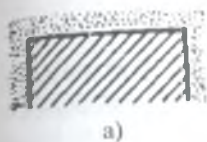
96-rasm.

metall sirtida xuddi yassi kondensator qatlamlari orasida mavjud bo'lgan maydon singari ikkilangan elektr qatlami (97-b rasm) hosil bo'ladi.

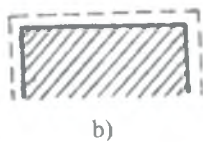
Vakuumba nisbatan metallning ichki qismidagi potensial musbat bo'lib, u ichki potensial deyiladi. Erkin elektronning metall ichidagi energiyasi

$$W = e\varphi \quad (3.25)$$

bo'ladi. Agar $\varphi > 0$ bo'lsa $W < 0$ bo'lishi ko'rinib turibdi. Demak, elektronning potensial energiyasi metallga nisbatan

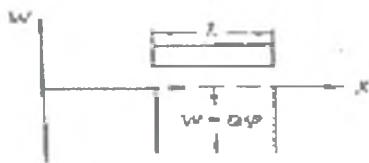


a)



b)

97-rasm.



98-rasm.

manfiydir. Shunday qilib, metall ichidagi elektron «yassi tubli potensial o'ra» ichida (98- rasm) deb aytishimiz mumkin. Metall tomonga yo'nalgan natijaviy F kuch elektronni metallga qaytaradi. Metallning sirti metalldan to'xtovsiz o'tilib chiqayotgan va unga qaytib kelayotgan elektronlardan iborat juda zich elektron buluti (97- a, rasm) bilan qurshalib qoladi. Shunday qilib, elektron metallni tashlab, atrof-muhitga ketishi uchun metallga tortadigan kuchlarni yengish ustida ma'lum ish bajarishi kerak. Bu ish elektronning metalldan chiqish ishi deb ataladi va u quyidagi formula bilan hisoblanadi $A=e\phi$. Turli metallar uchun chiqish ishi 7-jadvalda keltirilgan.

Metalldan elektron chiqishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

7- j a d v a l

Metallar	Chisish ishi, eV	Metallar	Chisish ishi, eV
1	2	3	4
Volfram Toriy	4,5	Pyx	3,74
Platina	3,41	Natriy Bariy	2,27
Temir	5,29	Seziy	1,89
	4,36		

$$\frac{mv_n^2}{2} \geq e\phi$$

m —elektronning massasi, v_n —sirtga tushirilgan normal bo'yicha elektron tezligining proyeksiyasi.

Chiqish ishi elektron-vollarda (eV) o'lchanadi. Bir elektron volt elektr maydonning potentsiallar ayirmasi bir volt bo'lgan ikki nuqtasi orasida elektronni ko'chirishda bajariladigan ishga teng. Elektron zaryadi $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kz bo'lgani uchun

$$1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} C \cdot 1V = 1,6 \cdot 10^{-19} J$$

Chiqish ishini bajarish uchun kerak bo'lgan energiyani elektronlarga har xil usullar: metallni qizdirish — termoemissiya, unga yorug'lik bilan ta'sir qilish — fotoemissiya, metallni atomlar yoki musbat ionlar bilan bombardimon qilish — ikkilamchi emissiya va shu singari usullar bilan berish mumkin.

48- §. Kontakt potentsiallar ayirmasi

Turli modda — o'tkazgich jismlar bir-biriga tegizilsa, ular orasida potentsiallar ayirmasi hosil bo'ladi. Bu ayirmalar «kontakt potentsiallar ayirmasi» deyiladi.

Bu hodisani metallarning elektron nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Molekular fizikadan ma'lumki, har qanday metall ichki tuzilishi biror fazoviy panjara sistemasida bo'ladi. Bu panjarada deyarli har bir atom (ion) tugunda va elektronlar esa metallarning ichida (katakda) qiymat erkin holda bo'lib, har bir atomga taxminan bitta erkin elektron to'g'ri keladi. Metalldagi elektronlarning energetik sathlari bir-biriga yaqin joylashadi, lekin bu sathlar elektronlarga to'la bo'lmaydi. Faraz qilaylik, ikki xil A va B metall tutashgan joyda keskin chegara bo'lmasin. Lekin, har bir metallning hajm birligidagi elektronlarning soni n_{0A} dan n_{0B} ga uzluksiz o'zgaradigan o'tish qatlami bor bo'lsin. Bu qatlamdan shunday silindr ajratib olamizki, uning yasovchilari bir-biriga tegib turgan metallarning oraliq chegarasiga tik, asoslari esa shu chegaraga parallel bo'lsin (99-rasm). Silindrning uzunligi dx , asosi dS bo'lsin. Lorens nazariyasiga asosan metalldagi erkin elektronlar konsentratsiyasi ham gaz-kinetik nazariyasiga bo'ysunadi.

Faraz qilaylik, silindrning 1 asosidagi elektronlarning hajm birligidagi soni $n + dn$, 2 asosi joylashgan sohada n ga teng bo'lsin. U holda 2 asosga elektron gazning bosimi



99-rasm.

$$p = \frac{2}{3} n \overline{\epsilon}$$

Bunda $\overline{\epsilon}$ - T-temperaturadagi elektronlarning o'rtacha kvadratik kinetik energiyasi va $u \overline{\epsilon} = \frac{3}{2} kT$ ga teng. Bu ifodani yuqoridagi formulaga qo'yib

$$p = \frac{2}{3} n = \frac{3}{2} kT \text{ ni hosil qilamiz.}$$

Elektron gazning 1 asosga bergan bosimi

$$p + dp = (n + dn)kT$$

u holda silindr asoslariga berilayotgan bosimlar farqi $dp = kTdn$ ga teng.

Bosimlarning bunday farqi ta'sirida elektronlar bir asosdan ikkinchi asosga tomon ko'cha boshlaydi. Elektronlarning bu ko'chishi 2 va 1 asoslar asosida elektronlarning keyingi ko'chishiga to'sqinlik qiluvchi $d\phi$ potentsiallar ayirmasini vujudga kelishiga sabab bo'ladi. Elektr maydonning tormozlovchi kuchi dp bosimlar farqi tufayli vujudga kelgan kuchga teng bo'lib qolganda dinamik muvozanat yuz beradi.

Ko'rilyotgan silindrik hajmdagi elektronlar soni $n dx dS$, elektr maydonning silindr ichidagi barcha elektronlarga ta'sir kuchi $dF = eEn dx dS$ ga teng bo'ladi, bunda E -maydon kuchlanganligi, e -elektron zaryadi. Dinamik muvozanat ro'y berganda $dp dS = eEn dx dS$ yoki $kTdn = eEn dx$ ga teng bo'ladi. Ifodani yuqoridagi ikkinchi tenglamaga qo'ysak

$$kTdn = e \frac{d\phi}{dx} n dx$$

$$\Delta\phi \text{ potentsial farqini topish uchun so'nggi tenglikni } d\phi = \frac{kT dn}{en}$$

ko'rinishda yozib n_B dan n_A qiymat oralig'ida ($n_A > n_B$) integrallaymiz:

$$\phi_{AB} = \phi_B - \phi_A = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} \quad (3.26)$$

Lekin ϕ_{AB} potentsiallar farqi kichik, chunki ko'pchilik metallarning hajm birligidagi elektronlarning soni bir-birlaridan kam farq qiladi, shu

sababli $\ln \frac{n_A}{n_B} \cong 1$. Masalan, $T = 300 K$ da metallardagi ichki potentsiallar farqi:

$$\varphi_{AB} = \frac{kT}{e} = \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{4,8 \cdot 10^{-10}} \cong 0,03V$$

A, V, S va D metallar ketma-ket ulanib berk zanjir tuzilganda, kontakt potentsiallar ayirmasining yig'indisi zanjirda natijaviy EYUK hosil qilmaydi. 100-rasmdagi 4 ta metallar bir xil temperaturada bo'lib, berk zanjir hosil qilsin. Metallardagi elektronlar konsentratsiyasi mos ravishda n_A , n_B , n_D , va n_C bo'lsin deylik. Tashqi kontakt potentsiallar farqi zanjir bo'ylab ichki kontakt potentsiallar farqining algebraik yig'indisi:

$$\begin{aligned} E = \varphi_{AB} + \varphi_{BC} + \varphi_{CD} + \varphi_{DA} &= \frac{kT}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_C}{n_B} + \\ &+ \frac{kT}{e} \ln \frac{n_D}{n_C} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_D}{n_A} = \frac{kT}{e} \ln n_B - \frac{kT}{e} \ln n_A + \frac{kT}{e} \ln n_C - \\ &- \frac{kT}{e} \ln n_B + \frac{kT}{e} \ln n_C - \frac{kT}{e} \ln n_D + \frac{kT}{e} \ln n_D - \frac{kT}{e} \ln n_A = 0 \end{aligned}$$

bo'ladi. Metall kontaktlarida temperatura har xil bo'lsa $E \neq 0$ bo'lmaydi. Masalani soddalashtirish uchun ikki metall kontaktdagi temperaturalar har xil bo'lsin. Masalan: AV kontaktda T_1 , BA kontaktda T_2 avvalgidek elektron konsentratsiyalari n_A va n_B .

Yopiq zanjir bo'ylab ichki potentsiallar farqlarining algebraik yig'indisini aniqlaylik:

$$\begin{aligned} E = \varphi_{AB} + \varphi_{BA} &= \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} \\ E &= \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} - \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} = \frac{k}{e} \ln(T_1 - T_2) \end{aligned}$$

So'nggi ifodadan ko'rinadiki, kontaktdagi temperatura har xil bo'lganda berk zanjirda elektronlarning konsentratsiyasi va temperaturaga bog'liq bo'lgan EYUK hosil bo'ladi.

Metallar sirtining vakuum yoki havo bilan hosil bo'lgan chegarasida hosil bo'luvchi hodisa (100-a, rasm) *tashqi kontakt potentsiallar ayirmasi* deyiladi va u quyidagicha ifodalanadi:

$$\Delta\varphi_2 = \frac{W_A}{e} - \frac{W_B}{e} = \frac{W_A - W_B}{e} \quad (3.27)$$

bunda W_A, W_B — chiqish ishlari. A va B o'tkazgichlarning ulanmagan uchlariidagi umumiy potensial ayirma:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = \frac{W_A - W_B}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}$$

bo'ladi. Bu kontakt potensial ayirmasi 1—1,5 volt qiymatgacha o'rishadi.

Volta tajriba asosida bir qancha o'tkazgichlarni shunday qatorga o'rnatdiki, katordagi biror o'tkazgich o'zidan ilgari boshqa bir o'tkazgichga tegizilsa, manfiy va o'zidan keyingi o'tkazgichga tegizilsa, musbat elektrlanadi. Voltaning qatori tubandagicha:

Al, Zn, Sa, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt.

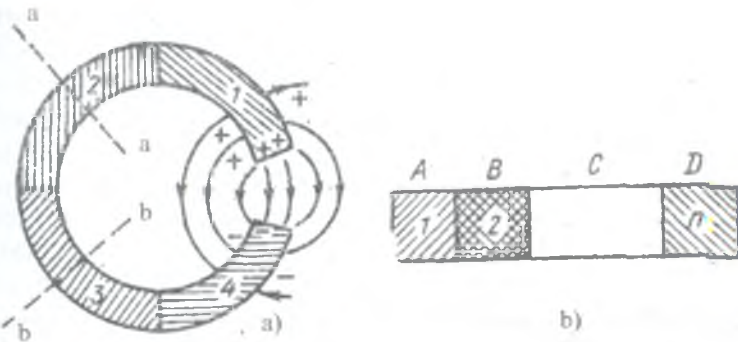
Agar Zn bilan Si ni bir-biriga tegizsak, tashqi zanjirdagi tok yo'nalishi ruxdan misga tomon yo'nalgan bo'ladi.

Volta tekshirishlaridan ma'lum bo'ldiki, bir xil temperaturada L, V, S, D va hokazo metallarning bir-biriga ketma-ket tegib turishida har ikkala metall orasida (100-b, rasm) hosil bo'ladigan kontakt potensial ayirmalari eng chetdagi metallarning bevosita bir-biriga tegib turishidan hosil bo'ladigan kontakt potensial ayirmasini beradi.

Ikkita bir-biriga tegib turuvchi o'tkazgichlar orasidagi kontakt potensial

ayirmasini $\frac{\Delta\varphi_1}{\Delta\varphi_2}, \frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_3}, \frac{\Delta\varphi_3}{\Delta\varphi_4}$ orqali belgilasak, $\frac{\Delta\varphi_1}{\Delta\varphi_2} + \frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_3} + \frac{\Delta\varphi_3}{\Delta\varphi_4} \neq 0$

bo'ladi. Bunga asosan eng chetdagi metallar bir xil bo'lsa,



100-rasm.

$$\frac{\Delta\varphi_1}{\Delta\varphi_2} + \frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_3} + \frac{\Delta\varphi_3}{\Delta\varphi_4} = 0$$

Ikki A, V metall sirtlarini bir-biriga tegizganimizda (99- rasm) shu zahoti metall sirtlari bir xil φ_0 potensialga ega bo'ladi. Lekin har qaysi metallning ichki qismidagi potensial sirt potentsiali φ_0 dan potensial sakrash φ_a va φ_b cha yuqori bo'ladi. Shunday qilib, metalldagi ichki potentsiallar $\varphi_0 + \varphi_a$ va $\varphi_0 + \varphi_b$ bo'ladi. φ_a va φ_b ikki bir-biriga tegizilgan A va V metallarning o'zlariga xos sirt potensial sakrashlaridir. A va V metallardagi elektron gaz zichligi, ya'ni 1 m³ dagi elektronlar soni n_a va n_b bo'lsin. Agar $n_a > n_b$ bo'lsa, $\varphi_a > \varphi_b$ bo'ladi. Bu holda V dan A ga qarab ozod elektronlar diffuziyasi boshlanib, V metallning potentsiali ko'paya boradi, A metallning potentsiali esa pasaya boradi.

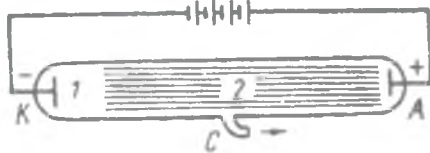
Bu jarayon ikki metallning ichki potentsiallari o'zaro tenglashguncha davom etib, so'ng elektronlarning bir tomonlama diffuziyasi ham to'xtaydi. U holda bir-biriga tekkan metallar orasida ma'lum potentsial ayirmasi hosil bo'ladi. Bu potentsial ayirma $\varphi_a - \varphi_b$ ga teng bo'ladi.

Agar zanjir metall va eritmalardan tuzilib, chetlaridagi moddalar (elementlar) bir xil bo'lsa, u vaqtda zanjir oxiridagi potentsial ayirmasi nolga teng bo'lmasligi mumkin, demak, berk zanjirda tok paydo bo'ladi (galvanik elementlar).

49- §. Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya

Ikki elektrodli shisha nayda (101-rasm) mustaqil gaz razradi bosim uncha past bo'lmagan sharoitdagina yuz berishi mumkin.

Gaz bosimi 0,0001 mm simob ustunidan pasaytirilsa nay elektrodlaridagi kuchlanish noldan farqli bo'lgan taqdirda ham razrad to'xtaydi, ya'ni tok nolga teng bo'lib qoladi. Chunki gaz siyraklashganda undagi atomlar va molekular juda kamayib, elektron zarbidan ionlashish va ionlarning katoddan elektronlarni urib chiqarishi hisobiga tok o'tib turishini ta'minlay olmaydi.



101-rasm.

Bosim yanada kamayganda siyraklashgan gaz elektr o'tkazmaydi. Naydagi gazni so'rib olaverib, undagi gaz zarralarining konsentrat-siyasini shu darajaga yetkazish mumkinki, bunda molekular bir-

biri bilan bir marta ham to'qnashmay, nayning bir devoridan ikkinchi devoriga yeta oladi. Naydagi gazning bunday holati *vakuum* deb ataladi. Demak, vakuum eng yaxshi izolator bo'lib hisoblanadi.

Ammo vakuumda elektr toki hosil qilish mumkin, buning uchun vakuumga zaryad tashuvchi zarralar manbai kiritilishi kerak bo'ladi. Bunday manbaning ishi ko'pincha yuqori temperaturagacha qizdirilgan metallarning elektronlar chiqarish xossasiga asoslanadi.

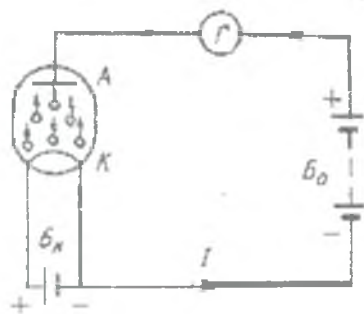
Bizga ma'lumki, har qanday metall uning ichida erkin elektronlar bo'lishi bilan xarakterlanadi, bu erkin elektronlar o'ziga xos elektron gazi hosil qilib, issiqlik harakatida qatnashadi.

Elektronlar metalldan tashqariga chiqishi uchun chiqish ishini bajarishi kerak. Agar elektronlarga qo'shimcha energiya berilsa, ularda metallni tashlab chiqish imkoni tug'iladi. Elektronlarga turli usullar masalan, metallni yoritish, unga tashqi elektr maydon berish yoki metallni qizdirish usullari bilan energiya berish mumkin. Elektronlarning jismdan chiqish hodisasi *elektronlar emissiyasi* deb ataladi. *Jism qizdirilganda elektronlarning undan chiqish hodisasi termoelektron emissiya* deb ataladi. Bu hodisa Edison tomonidan kashf etilgan.

Vakuumda tok hosil qilishda zaryad tashuvchi zarralarni yuzaga keltirishda termoelektron emissiyadan foydalaniladi.

Bu hodisani tajribada o'rganish uchun nay ichiga katod sifatida ingichka sim kavsharlab, uning uchlarini tashqariga chiqarib qo'yamiz. Uni alohida manba yordamida cho'g'lantiramiz (102-rasm). Sim cho'g'langan zamon anodga katodga nisbatan musbat potensial berilgan bo'lsa, zanjirga ulangan galvanometr tok borligini ko'rsatadi. Sim qancha kuchli cho'g'lansa, galvanometr tokning ham shuncha ko'p bo'lishini ko'rsatadi. Demak, cho'g'langai katod vakuumda elektr toki vujudga kelishi uchun zarur bo'lgan zaryad tashuvchi zarralarning bo'lishini ta'minlaydi, ya'ni cho'g'langan katod zaryad tashuvchi zarralar manbai bo'ladi. Bu zarralar, albatta, termoelektron emissiya tufayli katoddan uchib chiqqan erkin elektronlardir.

Katoddan chiqqan elektronlar anod bilan katod orasidagi elektr maydon ta'sirida anod tomon tartibli harakat qiladi va tok kuchi vujudga keladi. Haroratni ortishi



102-rasm.

bilan qizdirilayotgan metallardan potensial to'siqni yengib, vakuumga chiqayotgan elektronlar soni ham ortadi. Elektronlar zaryad tashuvchi zarralar bo'lgani uchun ularning elektr maydon ta'sirida katoddan anodga qarab oqishi natijasida elektr toki ortadi. Shu bilan birgalikda to'yinish tokining zichligi ham haroratga juda kuchli bog'liq holda ortadi. Bu ifodani matematik ravishda Richardson — Deshmen quyidagicha ifodalagan:

$$j_m = AT^2 e^{\frac{e\phi}{kT}} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (3.28)$$

bunda A —barcha sof metallar uchun deyarli bir xil bo'lgan koeffitsiyent, k —Bolsman doimiyi; $e\phi$ — metall sirtidan vakuumga elektronning ajralib chiqishi uchun zarur bo'lgan ish, buni elektronning chiqish ishi deyiladi.

Termoelektron emissiya hodisasidan elektron lampalar tayyorlashda, elektron emissiya hodisasiga asosan ishlaydigan asboblarni ishlab chiqarimda foydalaniladi.

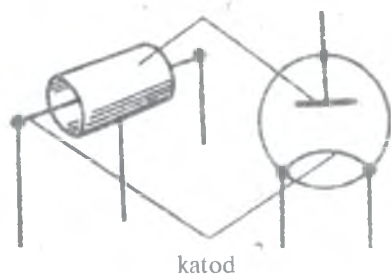
50- §. Elektron lampalar. Diod va triod

Elektron lampa ichidan havosi so'rib olingan va bir necha elektrodlar kavsharlangan shisha yoki metall ballondan iborat. Agar elektrodlar soni ikkita bo'lsa, bunday elektron lampa — *diod*, elektrodlar soni uchta bo'lsa — *triode* deb ataladi. Elektrodning soni uchtdan ortiq bo'lgan elektron lampalar ham ko'p ishlatiladi. Barcha elektron lampalar ishlashi termoelektron emissiya tufayli hosil bo'ladigan elektronlar oqimini boshqarishga asoslangan.

103- rasmda diodning tuzilishi ko'rsatilgan. Konstruksiyasi bo'yicha elektrodlar turli shaklda tayyorlangan bo'lishi mumkin. Oddiy holda katod ingichka to'g'ri tola, anod esa katodga nisbatan koaksial silindr shaklida bo'ladi. 103- rasmda diodning konstruktiv

va ishchi sxemasi ko'pcatilgan, bunda A —anod, K — katod.

Diodning ishlash prinsipi bilan tanishish uchun sxemasi 104-rasmda keltirilgan zanjirni tuzamiz. Bu sxemada B_w — katodni cho'g'lantirish uchun tok beruvchi batareya, u *cho'g'lantirish batareyasi* deyiladi; B_a — anod bilan katod orasida kuchlanish hosil qiluvchi batareya, u



103-rasm.

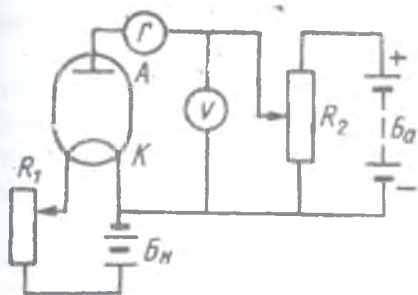
anod batareyasi deyiladi, elektrodlar orasidagi kuchla-nishni esa *anod kuchlanishi* (U_a) deb ataladi. Anod—(G) galvanometr— anod batareyasi - katoddan iborat zanjirni anod zanjiri, shu zanjirdagi tokni esa *anod toki* (I_a) deb ataladi. Katod—cho‘g‘lantirishi batareyasidan iborat zanjirni cho‘g‘lanish zanjiri yoki katod zanjiri va undan oqayotgan tokni *cho‘g‘lantirish toki* (I_q) deb ataladi.

Katod cho‘g‘lantirish batareyasi tomonidan hosil qilingan tok bilan qizdiriladi. Reostat R_1 yordamida cho‘g‘lantirish toki kuchini boshqarib, katodning cho‘g‘lanish temperaturasi o‘zgartirish mumkin. Anod kuchlanishining kattaligini R_2 reostat yordamida o‘zgartirib, u voltmetr yordamida, anod toki — galvanometr yordamida o‘lchanadi.

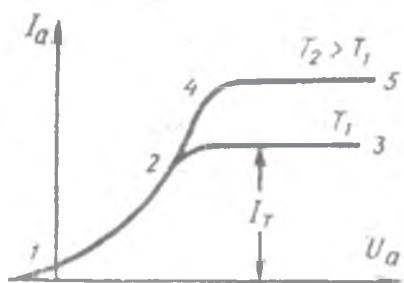
Agar katod cho‘g‘lanishini birday saqlagan holda anod tok kuchining anod kuchlanishiga bog‘liqligidan olingan tutash egri chiziq (105-rasm) *diodning volt-amper xarakteristikasi* deyiladi.

Anod kuchlanishi nolga teng bo‘lganda termoelektron emissiya tufayli, katoddan uchib chiqayotgan elektronlar uning atrofida elektronlar bulutini hosil qiladi. Bunga qaramasdan, uncha ko‘p bo‘lmagan juda katta kinetik energiyaga ega bo‘lgan elektronlar anodgacha uchib borishga muvaffaq bo‘lib, anod zanjiridan kuchsiz tok oqib boriladi. Elektronlarning anodga tushishini to‘la to‘xtatish uchun, ya‘ni $I_a = 0$ bo‘lishi uchun, anod bilan katod orasiga ma‘lum kattalikdagi manfiy kuchlanish berish kerak bo‘ladi. Shuning uchun diodning volt-amper xarakteristikasi noldan boshlanmay, balki koordinata boshidan bir oz chaproqdan boshlanadi.

Agar anod bilan katod orasida elektr maydoni hosil qilinsa, ($U_1 > 0$), u holda elektronlar bulutidagi elektronlar anodga qarab harakatlanadi. Kuchlanish ortishi bilan anodga tomon harakatlanuvchi elektronlar soni



104-rasm



105-rasm.

va unga moc ravishda anod toki ham ortadi. Kuchlanishning biror U_{min} qiymatida ayni shu (T_1) haroratda katoddan uchib chiqayotgan barcha elektronlar anodga yetib boradi. Kuchlanishning keyingi ortishi anod tokini orttirmaydi, ya'ni tok to'yinish qiymatiga erishadi. Demak, *to'yinish toki ayni shu temperaturada katod sirtidan birlik vaqt ichida uchib chiqqan elektronlar soni bilan aniqlanadi*. Binobarin, to'yinish tokini oshirish uchun katodning cho'g'lanish temperaturasini ko'tarish kerak. 105-rasmda katodning ikki xil cho'g'lanish temperaturasida diodning volt-ampere xarakteristikasi 123 va 1245 ko'rinishda berilgan. Bunda $T_2 > T_1$. Bunda to'yinish toklari ham turli qiymatga ega bo'ladi. Bu egriliklardan ko'rinadiki, volt-ampere xarakteristika chiziqli emas, demak, lampada hosil bo'luvchi tok Ohm qonuniga bo'ysunmaydi. Chunki anod va katod orasida mavjud bo'luvchi elektronlar fazoviy zaryadlar bo'lib, har doim dioddagi potensial taqsimotini o'zgartirib turadi. Shuning uchun tok fazoviy zaryadi bo'lmagan holatdagidan kichik bo'ladi.

Diodda hosil bo'luvchi tok I anod kuchlanishi bilan quyidagicha bog'langan:

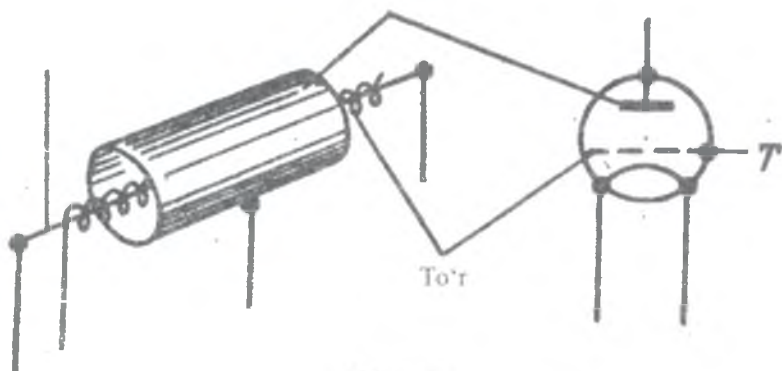
$$I = CU^{\frac{3}{2}} \quad (3.29)$$

bunda S — elektrodning shakliga va o'lchamiga bog'liq bo'lgan koeffitsiyent. Bu formula egrilikning 124 qismini ifodalab *Boguslavskiy — Lengmyur qonuni* yoki «*3/2 qonuni*» deb yuritiladi.

Elektron lampaning cho'g'langan katodi faqat elektronlar chiqaradi, shuning uchun lampaning katodi anod batareyasining manfiy qutbga ulangandagina anod zanjirida tok mavjud bo'ladi. Qo'yilgan kuchlanishning qutbi o'zgartirilganda barcha elektronlar katodga qaytadi. Demak, diod bir tomonlama tok o'tkazish xususiyatiga ega bo'lib, undan o'zgaruvchan tokni to'g'rilashda foydalaniladi. Bunday maqsad uchun mo'ljallangan diod *kenotron* deb ataladi.

Elektron lampadagi elektr tokini boshqarish mumkin. Buning uchun lampa ichiga bir yoki bir necha qo'shimcha metall elektrodlar kiritish kerak. Ko'pincha bu elektrodlar sim spirallar ko'rinishida tayyorlanadi va katod bilan anod orasiga joylashtiriladi. Bu qo'shimcha elektrodni *to'rlar* deyiladi.

Uch elektrodli lampa yoki triod anod, katod va to'r kabi elektrodga ega. 106-rasmda triodning konstruktiv va ishchi sxemasi berilgan, bunda T — to'r (uchinchi elektrod). Trioddagi elektr toki faqat anod potensialiga emas, balki to'rning katodga nisbatan potensialiga ham bog'liq bo'ladi:



106-rasm.

$$I_a = f(U_a, U_m)$$

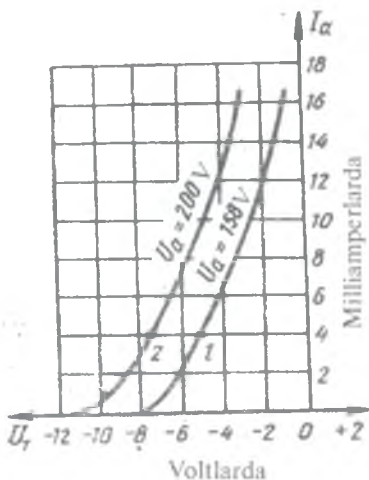
To'ring bilan katod orasidagi kuchlanish to'ring kuchlanishi (U_m) deb ataladi. Agar anodga musbat va uncha katta bo'lmagan kuchlanish berilsa (bunda $U > 0$) deb hisoblaymiz), u holda elektronlar katoddan tezroq tortib olinib boshlaydi. Ulardan, ayrimlari to'ringga ham tushadi va natijada uncha katta bo'lmagan to'ring toki hosil bo'ladi. Biroq elektronlarning asosiy qismi to'ring orqali uchib o'tib, anodga yetib boradi. Demak, uch elektrodli lampada hosil bo'lgan tok to'ringda va anodda hosil bo'luvchi toklarning yig'indisiga teng:

$$I = I_a + I_m$$

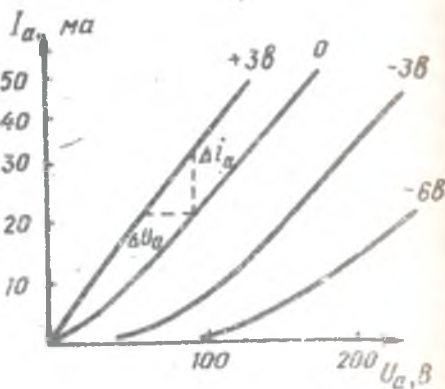
To'ringning katodga yaqin joylashganligi tufayli to'ring va katod orasidagi kuchlanishning ozgina o'zgarishi ham anoddagi tok kuchiga katta ta'sir ko'rsatadi. Chunki u katoddan elektronlarning chiqishi va harakatlanishini tezlatadi.

To'ring kuchlanishi (U_m) manfiy bo'lganda anod toki kamayadi va yetarlicha katta manfiy kuchlanishda tok tamoman yo'qoladi—*lampa berk* hisoblanadi. Anod kuchlanishi o'zgarmas bo'lgan hol uchun anod tokining to'ring kuchlanishiga bog'lanishidan olingan egri chiziqqa *triodyning to'ring xarakteristikasi* (107-rasm) deb ataladi. Grafikdan ko'rinadiki, to'ring kuchlanishini o'zgartirib, anod tokini kamaytirish yoki ko'paytirish mumkin ekan.

Lampaning to'ring xarakteristikasidan ko'rinadiki, anod tokini quyidagi ikki holda ham: 1) anod kuchlanishini o'zgartirmay, to'ring kuchlanishini o'zgartirib yoki 2) to'ring kuchlanishini o'zgartirmasdan anod kuchlanishini o'zgartirib, bir xil qiymatini olishimiz mumkin bo'lar ekan. Bundan



107-rasm.



108-rasm.

anod potensialining ortishi bilan to'ra xarakteristikasi potensial kamayishi tomonga siljib, to'ra potentsiali o'zgarishi bilan anod tokining o'zgarishi tezligini ifodalaydi. Bunga *xarakteristikaning tikligi* deyiladi va quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$S = \lim_{\Delta U_a \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta I_a}{\Delta U_a} \right)_{U_g} = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a} \right)_{U_g} \quad (3.30)$$

Lampaning to'ra potensialini doimiy saqlab, anod kuchlanishini o'zgartirib, anod toki bilan bog'lanishini olsak, *uch elektrodli lampaning volt-ampere xarakteristikasi* (108-rasm) hosil bo'ladi. Bu holda ham to'ra potentsiali ortsa, anod xarakteristikasi anod kuchlanishining kamayish tomoniga qarab siljiydi.

Bu ikkala xarakteristikaga ham umumiy holda qarasaq, ular Om qonuniga bo'ysunmaydi. Ammo shunday kichik qismini topish mumkinki, u to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib, shu qism uchun Om qonunini tatbiq qilish mumkin, bu qism berilgan kuchlanish (yoki tok kuchi) uchun qarshilik mavjudligini ifodalaydi. Bu qarshilikka lampaning ichki qarshiligi deyiladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$R_s = \lim_{\Delta I_a \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right)_{U_m} = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right)_{U_m} \quad (3.31)$$

Ichki qarshilik to'ra kuchlanishi o'zgarishida anod toki o'zgarishi bilan anod kuchlanishining o'zgarish tezligini ifodalaydi.

Lampani xarakterlovchi fizik kattaliklardan biri to'ʻr xarakteristikasidan aniqlanuvchi *lampaning kuchaytirish koeffitsiyentidir*. Buning uchun shunday ikkita to'ʻr xarakteristikasini (ikki xil anod kuchlanishida) olamizki, anod toklari bir xil qiymatga ega bo'lsin. Anod toklarining qiymatini o'zgartirmagan holatda to'ʻr kuchlanishi bir voltga o'zgarishi uchun anod kuchlanishini qanchaga o'zgartirish kerakligini ko'rsatuvchi kattalikka lampaning kuchaytirish koeffitsiyenti deyiladi:

$$\mu = \lim_{\Delta U_a \rightarrow 0} \left(- \frac{\Delta U_a}{\Delta U_m} \right)_{I_a} = - \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_m} \right)_{I_a} \quad (3.32)$$

Xarakteristikaning ishchi (to'g'ri chiziqli) qismining tikligi qancha katta bo'lsa, to'ʻr kuchlanishi ortganda anod toki ham shuncha ortadi. Shuning uchun trioddan zaif tok va kuchlanishlar tebranishlarini kuchaytirgich sifatida foydalanish imkoniyati tug'iladi. Bundan tashqari trioddan o'zgaruvchan tok va kuchlanishlarni generatsiyalash (uyg'otish) hamda o'zgartirish (shaklini o'zgartirish) uchun foydalanish mumkin.

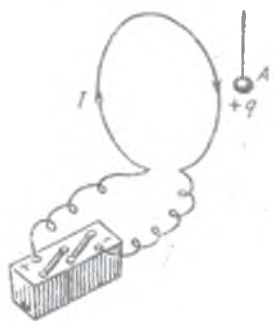
4-bob. O'ZGARMAS TOKNING MAGNIT MAYDONI

51-§. Tokning magnet maydoni

Harakatsiz turgan elektr zaryadlari orasida hosil bo'luvchi o'zaro ta'sir har bir zaryad atrofida mavjud bo'lgan elektr maydoni orqali uzatilib, Kulon qonuni bilan aniqlanar edi.

Endi 1820-yillarda daniyalik olim Ersted tomonidan o'tkazilgan, elektr hodisalari bilan magnet hodisalari orasidagi bog'lanishni ko'rsatuvchi tajribalar bilan tanishib chiqaylik.

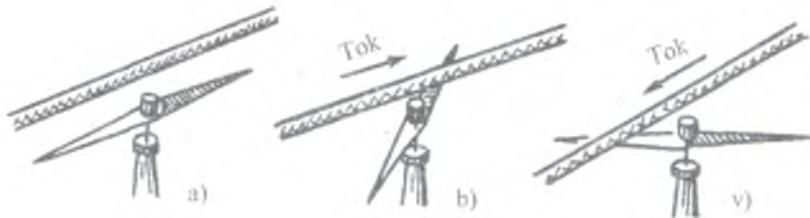
1. Halqasimon o'tkazgich olib, undan tok o'tkazamiz va unga ipak ipga osilgan zaryadlangan A sinash sharchasini yaqinlashtiramiz (109-



109-rasm.

rasm). Sharchaga halqa tomonidan ta'sir etuvchi hiyech qanday kuchni sezmaymiz. Demak, tokli o'tkazgichdan tashqarida elektr maydoni hosil bo'lmay, balki o'tkazgichdan o'zgarmas tok o'tganda hosil bo'luvchi elektr maydoni butunlay o'tkazgich ichiga joylashgan bo'lar ekan.

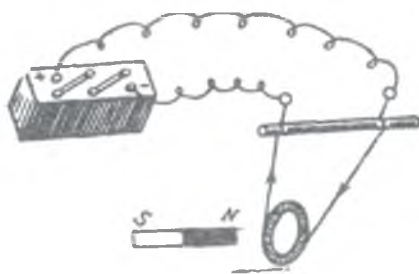
2. Magnet strelka olib, uning o'qi bo'ylab sim tortaylik (110-a rasm). Simdan tok o'tganda magnet strelkasi o'zining dastlabki vaziyatidan og'adi (110-b rasm). Agar tokning yo'nalishini o'zgartirsak, magnet strelkasining og'ish yo'nalishi ham o'zgaradi (110-v rasm).



110-rasm.

Tajribaga asoslanib, tokli o'tkazgich atrofidagi fazoda magnit strelkasini harakatga keltiruvchi qandaydir kuchlar ta'sir qiladi, degan xulosaga kelamiz.

3. Elastik simga izolatsiyalangan simdan qilingan g'altakni osib, undan tok o'tkazamiz va unga magnitni yaqinlashtiramiz (III-rasm). G'altakdan o'tayotgan tokning yo'nalishiga qarab g'altakning magnitga tortilishini yoki undan itarilishini ko'ramiz.



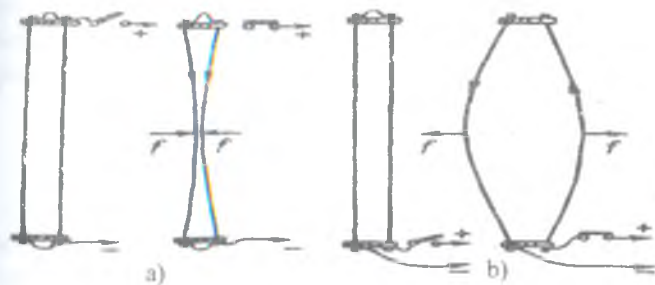
111-rasm.

Tajriba magnit va tokli o'tkazgich atrofidagi fazoda tokli o'tkazgichni harakatga keltiruvchi qandaydir kuchlar ta'sir qilishini ko'rsatadi.

4. Ikkita elastik to'g'ri simni bir-biriga parallel qilib vertikal ravishda o'rnatamiz. Shu simlardan tok o'tkazsak, ular bir-biriga ta'sir qiladi. Agar toklar qarama-qarshi yo'nalishlarda bo'lsa, o'tkazgichlar itarishadi (112-b rasm), toklar bir yo'nalishda bo'lsa, o'zaro tortishadi (112-a rasm).

5. Agar metall o'tkazgichlarni suyultirilgan kislotaga eritmasi bilan to'ldirilgan shisha nay bilan to'ldirib, unga metall sim tushirib tok o'tkazsak hamda simlarni ulanish qutblarini almashtirib tursak, nay yonida turgan magnit strelkasining holati tok yo'nalishi o'zgarishiga qarab o'zgarganligini ko'ramiz. Demak, bu holda ham magnit strelkasiga ta'sir etuvchi kuch mavjud bo'lar ekan.

6. Amper uzun to'g'ri simdan yasalgan g'altak (solenoid) ni shunday o'rnatadiki, unga tashqi ta'sir bo'lganda erkin siljiy oladi. U solenoiddan tok o'tkazib, uning bir uchiga to'g'ri doimiy magnitning shimoliy qutbini



112-rasm.



113-rasm.

yaqinlashtirsa, undan itariladi, janubiy qutbini yaqinlashtirsa esa yaqinlashganini, ya'ni tortilganini kuzatadi. Bu vaqtda tokli solenoid xuddi to'g'ri magnitdek ta'sirlashganligini ko'ramiz. Maydon yo'nalishini keyingi paragrafda qanday aniqlashini ko'ramiz. Tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siriga *O'zaro magnit ta'sir* deyiladi.

Demak, yuqoridagi tajribalarga asoslanib, tokli o'tkazgichlar atrofidagi fazoda tokli o'tkazgichlarni harakatga keltiruvchi qandaydir kuchlar ta'sir qiladi degan xulosaga kelamiz.

Bu tajribalarning hammasi toklar o'zaro ta'sir etganda, magnit tokka yoki tok magnitga ta'sir qilganda namoyon bo'ladigan kuchlarning tabiati bir xil degan xulosaga olib keladi. Bu kuchlar *magnit kuchlari* deyiladi.

Tinch holatda turgan elektr zaryadlari atrofidagi fazoda elektr maydon hosil bo'lgani kabi, toklar atrofidagi ham tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi materiyaning maxsus shakli bo'lgan magnit maydon hosil bo'ladi. Mana shu magnit maydonlar magnit kuchlarining manbaidir

Bu o'tkazilgan tajribalardan ko'rinadiki, elektr toki, ya'ni harakatlanayotgan elektr zaryadlari mavjud bo'lgan hamma yerda magnit maydonlari ham bo'ladi. Demak, *elektr toki bilan magnit maydonni bir-biridan ajratib bo'lmaydi*. Magnit maydonni tok (harakatlanayotgan zaryad) hosil qiladi; magnit maydonning mavjud ekanligi tokka (harakatlanayotgan zaryadga) ta'siri orqali aniqlanadi. Bu magnit maydonning asosiy xususiyatlaridir. O'tkazgichda tok hosil bo'lgandagina magnit maydon vujudga kelganidan, tokni ko'pincha, *magnit maydon manbai* deb qaraladi.

Magnit maydon modda emas, balki alohida zarralardan mujassamlangan moddadan tamonlari farqli ravishda materiyaning fazoda uzluksiz mavjud bo'lgan turidir.

Magnit maydon materiya bo'lgani uchun energiyaga ega. Magnit maydon energiyasi fazoda uzluksiz taqsimlangan. Tokli o'tkazgichlarning magnit maydoni cheksiz deyiladi, biroq masofa ortishi bilan magnit kuchlari juda tez zaiflashadi. Shuning uchun amalda magnit kuchlarining ta'sirini tokli o'tkazgichga yaqin masofalardagina sezish mumkin.

52- §. Magnit maydon induksiya vektori

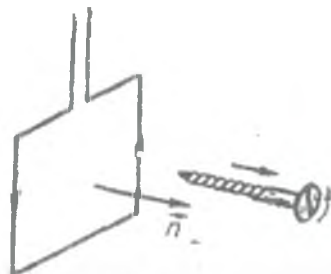
Elektrostatikada biz elektrostatik maydonning xossalarini, nuqtaviy zaryad, ya'ni o'lchamlari shu maydonni hosil qilayotgan zaryadlargacha bo'lgan masofalarga nisbatan kichik bo'lgan jismlarda to'plangan zaryad yordamida o'rgandik. Magnit maydonning xossalarini esa shu maydonning

tokli berk yassi konturga ko'rsatadigan ta'siriga qarab o'rganamiz. Bunday kontur *ramka deb ataladi*. Bu konturning o'lchamlari magnit maydonni vujudga keltirayotgan toklar oqayotgan o'tkazgichlargacha bo'lgan masofaga nisbatan kichik bo'lishi kerak. Magnit maydonni tekshirish uchun buralish deformatsiyasini seza oladigan, ingichka elastik simga osib qo'yilgan ramkadan foydalanamiz.

Tajriba, tokli ramka tokli o'tkazgich yaqiniga joylashtirilganda tokli o'tkazgich hosil qilgan magnit maydon ramkaga yo'naltiruvchi ta'sir ko'rsatishi natijasida uni ma'lum burchakka burilishini ko'rsatadi. Masalan, uzun to'g'ri sim orqali I tok oqayotgank bo'lsin (114-rasm). Bunday sim yaqiniga keltirilgan I_1 tok o'tayotgan $ABCD$ ramka burilib, sim orqali o'tuvchi $A_1-ABCDD_1$ tekislik bo'ylab joylashgan. Bunda ramkaning yo'nalishi undagi tokning yo'nalishiga bog'liq bo'ladi, ramkadagi I_1 tokning yo'nalishi o'zgariganda ramka 180° ga buriladi. Ramkaning magnit maydonda muayyan tarzda yo'nalish hodisasi magnit maydonning o'zi ham yo'nalishga ega ekanligini bildiradi. Demak, magnit maydonni xarakterlaydigan kattalik vektor bo'lishi va bu vektorning yo'nalishi ramka yoki magnit strelkasi egallaydigan yo'nalishga bog'liq bo'lishi kerak. Magnit maydonni xarakterlaydigan bu vektor kattalik *magnit induksiya vektori* deb ataladi. Magnit induksiya vektorining ramka turgan joydagi yo'nalishi uchun ramka tekisligiga o'tkazilgan normalning musbat joylashadigan yo'nalishi qabul qilingan. Normalning uchidan qaralganda ramkadagi tok soat strelkasi harakatiga teskari yo'nalgan holda ko'rinsa (115-rasm), bu yo'nalishni normalning musbat yo'nalishi deb qabul qilinadi. Boshqacha aytganda, normalning musbat yo'nalishi qilib parma dastasining harakat yo'nalishi ramkadan oqayotgan tokning yo'nalishi bilan mos bo'lgan parma (o'ng vint)ning ilgarilanma harakat yo'nalishi qabul qilingan.



114-rasm.



115-rasm.

Maydon ta'sirida ramkaning yo'nalishi magnit maydonda ramkaga juft kuch ta'sir qilishini ko'rsatadi. Tajriba bu juft kuch momentining kattaligi magnit maydonni vujudga keltirayotgan toklarga va ularning vaziyatiga, shuningdek, ramkaning xossalariga: o'lchamlari, yo'nalishi va undan o'tayotgan tok kuchiga bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Ma'lum kattalikdagi tok o'tayotgan ramkaga o'tkazilgan normal, magnit maydon bo'ylab yo'nalganda ramkaga ta'sir qilayotgan juft kuch momenti nolga teng bo'ladi. Ramkaga o'tkazilgan normal magnit maydonga perpendikular yo'nalganda esa juft kuch momenti maksimal qiymatga erishadi.

Tajribada juft kuchlar momentining maksimal qiymati M_{\max} ramkadagi I tok kuchiga hamda ramkaning S yuziga proporsional ekanligiga ishonch hosil qilish oson, ya'ni

$$M_{\max} \sim IS$$

Tajribada topilgan bu asosiy faktdan magnit maydonni miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun foydalanish mumkin. Haqiqatan ham

$$B = \frac{M_{\max}}{IS} \quad (4.1)$$

nisbat ramkaning xossalariga bog'liq bo'lmay fazoning aniq bir nuqtasida magnit maydonni xarakterlaydi. Bu kattalik magnit maydon induksiya vektori deb ataladi. Bu kattalik \vec{B} harfi bilan belgilanadi. Kuch momenti kuch bilan yelkaning ko'paytmasiga teng ekanligini hisobga olsak, bu formulani

kuch orqali ifodalashimiz mumkin bo'ladi va $B = \frac{F}{Il}$ ko'rinishini oladi.

Agar o'tkazgichning dl elementar qismini olsak, uning hosil qilgan maydon induksiyasi ham elementar bo'lib, quyidagicha ifodalanadi:

$$dB = \frac{dF}{Il}$$

Magnit maydon induksiya vektori magnit maydonni to'liq tavsiflaydi, chunki fazoning har bir nuqtasi uchun bu vektorning son qiymati va yo'nalishini topish mumkin.

SI sistemasida magnit maydon induksiya birligi qilib *shunday magnit maydonning induksiyasi qabul qilinadiki, bu maydonda yuzi 1 m^2 bo'lgan ramkadan 1 A tok o'tganda ramkaga maydon tomonidan $1 \text{ H} \cdot \text{M}$ moment bilan ta'sir ko'rsatiladi.* Magnit maydon induksiyasining bu birligi Tesla sharafiga *tesla* (Tl), deb ataladi. Shunday qilib,

$$1V = \frac{1N \cdot m}{1A \cdot m^2} = 1 \frac{N}{mA} = 1 \text{tesla} = 1Tl$$

Elektr maydonning kuch xarakteristikasi bo'lib maydon kuchlanganligining \vec{E} vektori hisoblansa, magnit induksiya \vec{B} vektori magnit maydonning kuch xarakteristikasi bo'lib hisoblanadi.

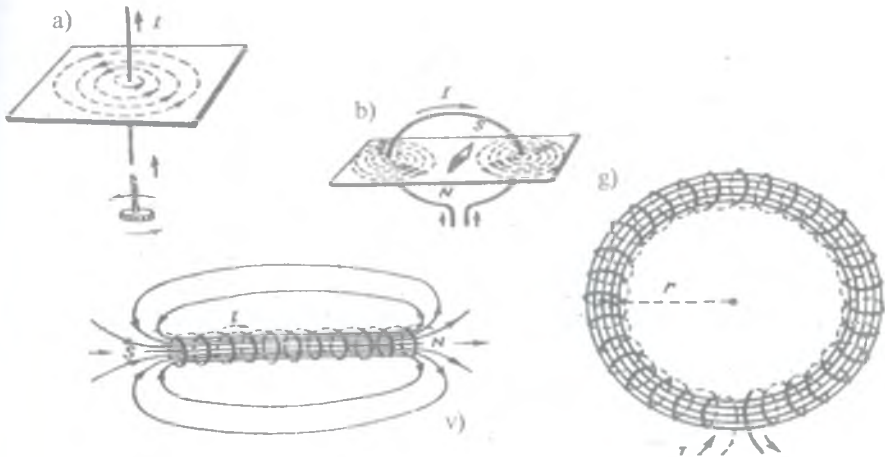
Elektrostatikada elektrostatik maydon kuchlanganlik chiziqlari orqali tasvirlangani kabi magnit maydonni ham magnit maydon induksiya chiziqlari orqali tasvirlash mumkin.

Magnit maydon induksiya chiziqlari deb shunday chiziq'larga aytiladiki, ularga o'tkazilgan urinmalar maydonning har bir nuqtasida vektor bilan bir xil yo'nalgan bo'ladi (116-rasm).



116-rasm.

Parma qoidasidan foydalanib, turli xususiy xollarda magnit maydon kuch chiziqlarining manzarasini aniqlashimiz mumkin. Misol tariqasida tokli to'g'ri o'tkazgichning magnit maydon uchun magnit induksiya chiziqlarini yasaymiz: agar parmaning ilgarilanma harakatini tok bilan bir xil yo'naltirsak, u holda parma dastasining aylanish yo'nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi (117-a rasm).



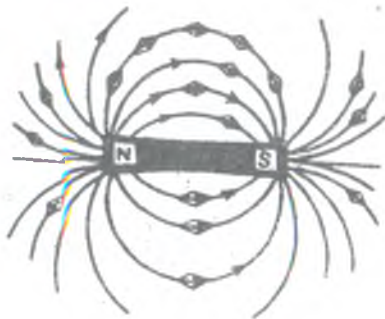
117-rasm.

To'g'ri tok magnit maydonining induksiya chiziqlari markazlari o'tkazgich o'qida joylashgan konsentrik aylanalardan iborat bo'lib, bu aylanalarda o'tkazgich o'qiga perpendikular tekislikda yotadi. Aylanalarga o'tkazilgan strelkali chiziqlar mazkur kuch chiziqlariga urinma bo'lgan B induksiya vektorining yo'nalishini ko'rsatadi. Elektr maydon kuchlanganligining chiziqlari kabi magnit induksiya chiziqlari shunday o'tkaziladiki, ularning zichligi magnit maydon induksiya vektorining shu joydagi qiymatini xarakterlaydi.

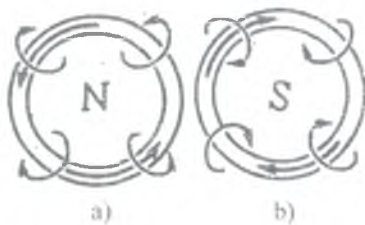
Yuqorida ko'rsatilgan usul bilan aylanma tokning (117-b rasm), solenoid (tokli g'altak) ning (117-v rasm) va toroid (markazlari aylana bo'ylab joylashgan bir xil aylanma toklar sistemasi) ning (117-g rasm) magnit induksiyasi chiziqlarining manzarasini aniqlash mumkin. Solenoidning ichki qismida magnit maydonni bir jinsli deyish mumkin. Toroidning magnit maydoni faqat uning ichki qismida mujassamlangan bo'ladi.

Solenoidning magnit maydoni (solenoid tashqarisidagi maydon) bilan doimiy magnit maydoni orasida o'xshashlik bor (118-rasm). Shartli ravishda kuch chiziqlari g'altakning bir uchidan chiqib, ikkinchi uchiga kiradi, deb hisoblash mumkin. Doimiy magnitning kuch chiziqlari chiqadigan uchi magnitning *shimoliy qutbi* (bu qutb N harfi bilan belgilanadi), kuch chiziqlari kiradigan ikkinchi uchi esa *janubiy qutbi* (bu qutb S harfi bilan belgilanadi) deb ataladi. Tokli har qanday g'altakning ham ikkita magnit qutbi bo'ladi (117-v rasmga qarang). G'altak o'ramlaridagi tokning yo'nalishi ma'lum bo'lsa, magnit qutblarini parma qoidasi asosida aniqlash mumkin.

G'altakning bir uchiga qaralganda g'altak o'ramlaridagi tok soat strelkasi harakatiga teskari yo'nalishda oqadigan bo'lib ko'rinsa, g'altakning bu uchi shimoliy qutb bo'ladi (119-a rasm). G'altakning ikkinchi uchi janubiy qutb



118-rasm.



119-rasm.

bo'lib, uning bu uchiga qaralganda tok g'altak o'ramlaridan soat strelkasi harakati yo'nalishida oqadi (119-b rasm). G'altakning qutblarini o'zgartirish uchun undagi tokning yo'nalishini o'zgartirish kifoya. Ayni bir aylanma tok ikki qarama-qarshi tomondan (bir tomondan qaraganda soat strelkasi harakati bo'yicha, ikkinchi tomondan unga qarama-qarshi oquvchi tok sifatida) ta'sir etadi. *Bu magnit qutblari faqat juft holda mavjud bo'lishini va biror usul bilan bitta qutb hosil qilish mumkin emasligini bildiradi.*

Tokli o'tkazgichlarning atrofida magnit maydon mavjud ekanligini temir kukunlar yordamida aniqlash mumkin. Magnit maydonda temir kukunlarini tashkil qilgan temir parchalari kichkina magnit strelkalari vazifasini bajaradi. Magnit maydonga joylashtirilgan magnit strelka shunday vaziyatni oladiki, bu vaziyatda uning o'qi (qutblardan o'tuvchi yo'nalish) shu strelka joylashgan nuqtadagi maydon yo'nalishi bilan moc tushadi. Shuning uchun magnit maydonga kiritilgan temir kukunlarining joylashishi maydonning xarakterini ko'rsatadi.

Magnit induksiyasi chiziqlarining muhim xususiyati shundan iboratki, ularning boshlanishi ham oxiri ham bo'lmaydi. Ular hamisha berk bo'ladi.

53-§. Bio-Savar-Laplas qonuni va uning qo'llanishi

Bio va Savar o'zgarimas tok o'tayotgan o'tkazgich atrofida magnit maydon borligini payqab, Ersted tajribasida magnit strelka (kompas) qutblariga parallel sim o'rnatib tok yuborganda, magnit strelkaning burilishi hamda konsentrik aylana vatar chiziq bo'ylab o'rnamishlari asosida magnit maydon va uning ta'sirini chuqur o'rgandilar.

Vakuumda olingan har qanday ixtiyoriy shakldagi o'tkazgichning dl qismiga to'g'ri kelgan $I dl$ tok elementining (120-rasm) undan R uzoqlikdagi A nuqtada magnit maydon induksiyasi dV , shu tok elementi ga va tok yo'nalishi bilan radius-vektor yo'nalishi orasidagi α burchakning sinusiga to'g'ri proporsional bo'lib, masofa R ning kvadratiga teskari proporsional, ya'ni

$$dB = k \frac{I dl}{R^2} \mu_0 \sin \alpha \quad (4.2)$$

Bu yerda k -proporsionallik koeffitsiyenti, SI sistemada $k = \frac{1}{4\pi}$. Vektor

ifodasi



120-rasm.



121-rasm.

$$d\vec{B} = k\mu_0 \frac{I d\vec{l} \cdot \vec{R}}{R^3} \quad (4.2a)$$

bo'ladi. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$ -magnit doimiylik yoki vakuum uchun absolyut magnit singdiruvchanlik.

Amalda yolg'iz olingan tok elementi $I dl$ ni alohida ajratib olinib bo'lmaydi (tok faqat berk zanjirdagina bo'ladi), shu sababli olingan o'tkazgichning shakli uchun bu qonunni integrallab, chiqqan xususiy ifodalarni tajribada tekshirish mumkin.

Eng oddiy magnit maydon induksiya vektorlarini hisoblash.

1. Tokli o'tkazgich aylana shaklda bo'lsa (121-rasm), uning markazidagi \vec{B} ni quyidagicha hisoblash mumkin. Aylananing hamma nuqtalari uchun $\alpha=90^\circ$ bo'lib, $\sin\alpha=1$, I va R esa doimiy kattaliklar, dl ning o'zgarish chegarasi 0° dan $2\pi R$ gacha, bu hol uchun

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi R} \frac{I dl \sin\alpha}{R^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (4.3)$$

SI sistemada muhit uchun

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

1. Juda uzun to'g'ri chiziq sim orqali I tok o'tganda undan eng qisqa R uzoqlikdagi nuqtada magnit maydon induksiya vektorini hammani hamma dl elemetlar hosil qilgan magnit maydon induksiya vektorlarining yig'indisini topaylik. Buning uchun 122-rasmdan foydalanamiz.

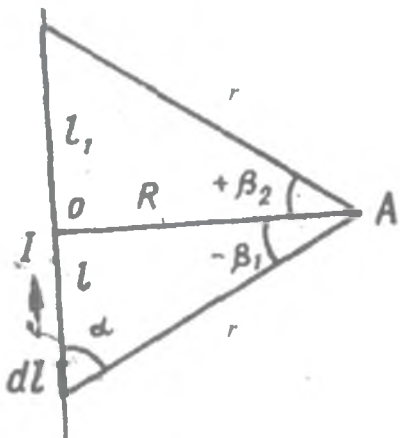
O'tkazgich uzunligi $l + l_1$ bo'lib,
 $l = l_1$ deb olsak, $\angle \beta_1 = \angle \beta_2$ bo'ladi.

$R = r \cos \beta$, bundan $r = \frac{R}{\cos \beta}$
 va $\frac{l}{R} = \operatorname{tg} \beta$ va $l = R \operatorname{tg} \beta$ bo'lib,

bundan $dl = \frac{R}{\cos^2 \beta} d\beta$. Rasmdan

yana $\sin \alpha = \frac{R}{r}$ va $\cos \beta = \frac{R}{r}$ demak,
 $\sin \alpha = \cos \beta$. Bu olingan

tenglamalar hisobga olinsa, uzunligi cheksiz bo'lgan o'tkazgich elementlari hosil qilgan induksiya dB larning yig'indisi, ya'ni integrali



122-rasm.

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\beta_1}^{\beta_2} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-\beta_1}^{\beta_2} \frac{R \cos \beta d\beta}{\frac{R^2}{\cos^2 \beta} \cdot \cos^2 \beta} =$$

$$= \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\sin \beta_2 + \sin \beta_1)$$

Juda uzun sim uchun $l + l_1 \gg R$ va $\beta_1 = \beta_2 = \frac{\pi}{2}$ desak,

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi R} \quad (4.4)$$

Shu kabi hisoblashlarda, aylana tok o'qidagi A nuqtadagi induksiya vektori:

$$B = \mu_0 \frac{IR^2}{2(R^2 + d^2)^{3/2}} \quad (4.5)$$

Aylana markazi uchun $d = 0$ deganda yuqoridagi (4.5) dan chiqadi.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (4.3)$$

Bio-Savar-Laplas qonunidan yuqoridagi hisoblash bilan chiqqan magnit maydon induksiyasining ifodalarini tajriba orqali amaliy tekshirish

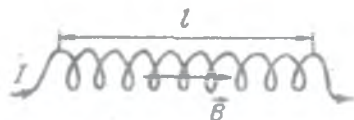
natijalari tokning $I dl$ elementi uchun taklif etilgan qonunning to'g'ri ekanligini tasdiqlaydi.

3. Solenoid ichida magnit maydon induksiya vektori:

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l} = \mu_0 n I \quad (4.6)$$

bunda I — solenoiddan o'tayotgan tok

kuchi, $n = \frac{N}{l}$ solenoidning birlik uzunligiga to'g'ri keluvchi o'ramlar soni, l — solenoidning uzunligi, N — barcha o'ramlar soni (123-rasm).



123-rasm.

4. Toroidning magnit maydon induksiya vektori:

$$B = \mu_0 n I = \mu_0 I \frac{N}{l} = \frac{\mu_0 N I}{2 \pi R} \quad (4.7)$$

bunda — toroiddagi tok kuchi, N — barcha o'ramlarning soni, R — toroidal halqaning radiusi (117-g rasmga qarang).

Toroidning ichida magnit maydon bir jinsli emas, chunki toroidning turli kesimlarida magnit maydon induksiya vektorining yo'nalishi turlicha. Shuning uchun butun toroid maydonining bir jinsliliigi haqidagapi pilganda magnit maydon induksiya vektorining moduli nazarda tutiladi.

Bu ko'rilgan hollarda magnit maydon induksiya vektorlari faqat vakuum uchun qarab chiqildi. Agar bu ifodalarni muhit uchun yozsak, barcha hisoblash formulalarining o'ng tomonini muhitning magnit singdiruvchisi (μ) ga ko'paytirishimiz kerak.

54- §. Magnit maydon kuchlanganligi. To'la tok qonuni

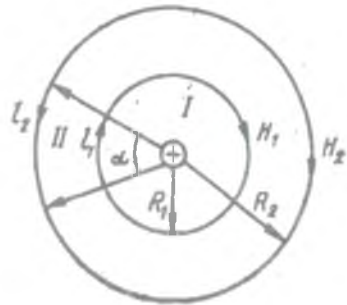
Yuqorida ko'rib o'tdikki, magnit maydon induksiya chiziqlari berk egri chiziqdan iborat ekan, tokning o'zaro ta'siri esa ular joylashgan muhitga bog'liq. Magnit maydon induksiyasidan tashqari uni xarakterlovchi yangi fizik kattalik — magnit maydon kuchlanganligi bilan tanishib chiqaylik. Muhitning ixtiyoriy nuqtasidagi magnit maydonni xarakterlovchi maydon induksiya vektoridan tashqari uni magnit maydon kuchlanganlik vektori deb nomlanuvchi ikkinchi fizik kattalik mavjud bo'lib, ular o'zaro quyidagicha bog'langan.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \quad (4.8)$$

bunda μ — muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi. Magnit maydon bir jinsli muhitda qaralayotgan bo'lsa, magnit maydon kuchlanganligi muhitning magnit xususiyatiga bog'liq bo'lmasdan, konturning shakliga, undan o'tayotgan tok kuchiga va muhitning qaysi nuqtasidagi magnit maydonni o'rganayotganimizga bog'liqdir.

Bu holatda magnit maydon induksiya vektorini hisoblash uchun keltirib chiqarilgan ifodadan to'liq foydalanishimiz (tenglikni o'ng tomonini $\mu\mu_0$ ga bo'lib yuborgan holatda) mumkin.

Magnit maydon kuchlanganligining muhim xususiyatini o'rganish uchun bir jinsli muhitda cheksiz uzun o'tkazgich orqali tok o'tayotgan bo'lsin (124-rasm). Tok chizma tekisligiga tik ravishda o'tayotgan bo'lsin. Magnit maydon kuchlanganlik sirkulatsiyasini quyidagi ikki kontur uchun hisoblaylik.



124-rasm.

1. Aylana markazidan tok o'tayotgan holda uni R_1 radiusli aylana bo'yicha magnit maydon kuchlanganligi sirkulatsiyasi (G) ni hisoblaylik. Bunda integrallashni magnit maydon kuchlanganligining yo'nalishida olish qulay, ya'ni

$$\Gamma = \oint_I \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_I H_1 \cdot dl = H \oint_I dl = \frac{I}{2\pi R_1} \cdot 2\pi R_1 = I$$

Bu ifodada magnit maydon kuchlanganligi o'rniga to'g'ri tokning magnit maydon kuchlanganlik ifodasini qo'ydik. Demak, magnit maydon kuchlanganligini bilmagan xolimizda xuddi shu kabi sirkulatsiya orqali maydon kuchlanganligini hisoblashimiz mumkin.

2. Konturni shunday tanlab olamizki, uning ichidan tok o'tmasin. Buning uchun R_1 va R_2 radiusli konsentrik aylana markazidan to'g'ri tok o'tayotgan bo'lsin. Shu aylanalarning yo'ylaridan iborat II konturni olib, birinchi holdagidek magnit maydon kuchlanganligining sirkulatsiya (Γ) sini hisoblaylik:

$$\Gamma = H_1 I_1 - H_2 I_2 = \frac{I}{2\pi R_1} \alpha R_1 - \frac{I}{2\pi R_2} \alpha R_2 = 0$$

Bu ikkala tenglama ham umumiy xarakterga ega bo'lib, to'la tok qonunini ifodalaydi. Bu qonun har qanday muhit uchun ham o'rinli bo'lib, magnit maydon kuchlanganligi vektorining sirkulatsiyasi integrallash konturi ichida mavjud bo'lgan tok kuchlarining algebraik yig'indisiga teng:

$$\oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{k=1}^n I_k \quad (4.9)$$

Bu ifodada integral ostidan \vec{H} ni chiqarib yuborishimiz mumkin emas, chunki birinchi olgan misolimizda ham aylana ichida maydon kuchlanganlik moduli bir xil qiymatga ega emas. bilan (4.8) bog'lanishda bo'lganidan, bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishda maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi uzilishga ega bo'ladi:

$$\left| \frac{H_{1n}}{H_{2n}} \right| = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

Demak, magnit maydonning kuchlanganlik chizig'i boshlanishi va tugashi mumkin. Shuning uchun magnit maydon kuchlanganligining uyurmali xarakterdaligi xususiydir.

Tok kuchi fazoda ma'lum tok kuchi zichligi bo'yicha taqsimlangan bo'ladi. Shuning uchun to'la tok qonunini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\sum_{k=1}^n I_k = \int_S i_n dS \quad (4.9a)$$

yoki bundan ham aniqroq:

$$\oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = 4\pi \int_S i_n dS \quad (4.9b)$$

ya'ni ma'lum bir kontur bo'yicha olingan magnit maydon kuchlanganlik vektori sirkulatsiyasi shu konturga tayanib turuvchi ixtiyoriy yuzadan o'tadigan toklarning (algebraik) yig'indisiga teng.

Fizika fanining rivojlanishidan ma'lum bo'ldiki, magnit va elektr maydon kuchlanganliklari har xil xarakterdadir. Elektr maydon kuchlanganligi uyurmali xususiyatga ega emas, magnit maydon kuchlanganligi elektrostatistik maydon induksiyasi kabi xususiyatga ega.

55- §. Magnit maydon induksiya vektorining uyurmali xarakteri

Elektrostatikadan ma'lumki, elektr maydon kuchlanganlik vektori musbat zaryaddan boshlanib, manfiy zaryadda tugar, ya'ni boshlanishi ham, oxiri ham bor edi. Magnit maydon induksiya chiziqlari tutash bo'lganligi uchun uning boshlanishi ham, tugash nuqtasi ham yo'q. Shuning uchun magnit maydon induksiyasi uyurmali xarakterga ega deyiladi. Bunga iqrar bo'lish uchun to'g'ri tokni o'rab turgan ixtiyoriy kontur olib, undagi magnit maydon induksiya vektori \vec{B} ni hisoblaylik.

$\oint B dl$ olingan konturga nisbatan tok tik holatda o'tayotgan bo'lsin (125-rasm). Yuqorida ko'rdikki, konturning har bir olingan nuqtasiga magnit maydon induksiya vektori urinma ravishda yo'nalgan bo'ladi. U vaqtda $B_1 dl$ skalyar ko'paytmani $B dl_B$ bilan almashtiramiz, bunda dl_B — dl vektorining induksiya vektoriga proyeksiyasidir. Chizmadan ko'rinadiki,

$dl_B = R d\alpha$, to'g'ri tokning magnit maydon induksiyasi $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$ ekanligini hisobga olsak,

$$B_1 dl = B dl_B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} R d\alpha = \mu_0 \frac{I}{2\pi} d\alpha$$

hosil bo'ladi. Bu ifodani berk kontur uchun yozsak,

$$\oint B_1 dl = \mu_0 \frac{I}{2\pi} \int d\alpha \quad (4.10)$$

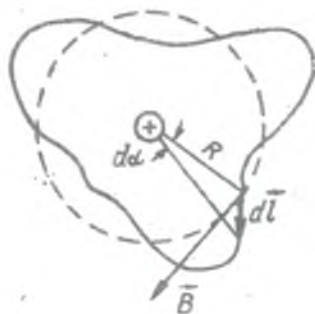
Konturni ifodalovchi radial to'g'ri chiziq (radius) har doim bir xil yo'nalishda bo'lgani uchun $\int d\alpha = 2\pi$ bo'ladi. U vaqtda:

$$\oint B_1 dl = \mu_0 I \quad (4.11)$$

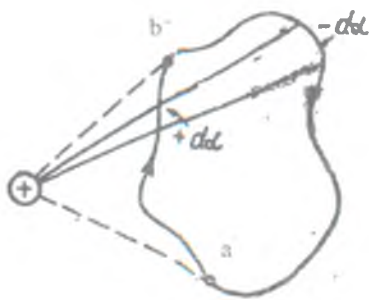
Agar tok konturdan tashqarida olinsa, 126-rasmdan ko'rinadiki, ab oraliqda radial to'g'ri chiziq bir yo'nalishda, b, a oraliqda esa unga teskari yo'nalishda harakatlanadi. Natijada $\int d\alpha = 0$ bo'ladi.

Kontur har qanday shaklga ega bo'lganda ham uning ichidan tok o'tsa, (4.11) o'rinli bo'ladi.

(4.11) ifoda tok har qanday shaklda bo'lganda ham o'rinlidir. Agar kontur o'z ichiga



125-rasm.



126-rasm.

bir nechta tokni olsa, magnet maydon vektorining sirkulatsiyasi har bir tok hosil qilgan maydon induksiya vektorlarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k = \mu_0 I \quad (4.12)$$

Tok yo'nalishini aniqlashda parma koidasidan foydalaniladi. Ya'ni kontur bo'yicha harakat o'ng parma koidasiga mos kelsa, tok yo'nalishini musbat, aks holda manfiy deb olinadi. Yuqorida ko'rib

o'tilgan qonun-qoidalar faqat vakuum uchun o'rinlidir. Muhitda bo'lsa, uning ichida hosil bo'luvchi molekular tokni ham hisobga olish zarur bo'ladi.

Yuqorida ko'rganimizdek, elektrostatik maydon kuchlanganlik vektori sirkulatsiyasi nolga teng bo'lib, elektrostatik maydon potensial xarakterda edi. Magnet maydon induksiya vektorining sirkulatsiyasi esa agar tok qarayotgan kontur ichidan o'tayotgan bo'lsa, noldan farqlidir. Shuning uchun bunday xossaga ega bo'lgan maydonga uyurmali xarakterdagi maydon deyiladi.

(4.11) va (4.12) ifodalarni magnet maydon kuchlanganlik vektori uchun yozsak, quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\oint H_l dl = I,$$

$$\oint H_l dl = \sum_{k=1}^n I_k$$

Bu ifodalar magnet maydon kuchlanganlik vektorining sirkulatsiyasi haqidagi teoremani ifodalaydi: ma'lum bir kontur bo'yicha olingan magnet maydon kuchlanganlik vektorining sirkulatsiyasi shu kontur ichida mavjud bo'lgan makroskopik toklarning algebraik yig'indisiga teng.

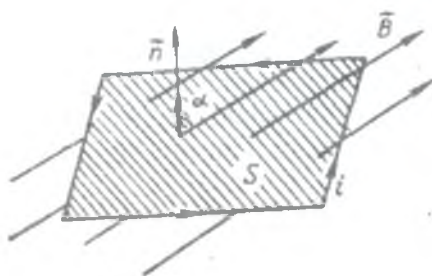
56- §. Magnet induksiya vektorining oqimi. Gauss teoremasi

Magnet maydon induksiya vektori bir jinsli bo'lgan magnet maydonga yassi yuzga kiritaylik (127-rasm). Shu yuzadan o'tayotgan magnet oqimi yoki magnet induksiya vektorining oqimi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\Phi = BS \cos \alpha = B_n S \quad (4.13)$$

α — yuzaga o'tkazilgan normal bilan induksiya vektori orasidagi burchak. B_n — induksiya vektorining normalga olingan proyeksiyasi.

Proyeksiya skalyar bo'lgani uchun magnit oqim ham skalyardir. Magnit oqim olingan yuzadan to'la o'tayotgan magnit induksiya vektor chiziq-laridir. (4.13) dan ko'rinadiki, magnit induksiya oqimi musbat ham, manfiy ham bo'lishi mumkin. Chunki $\cos\alpha = \pm 1$ orasida o'zgaradi. Shuning uchun magnit induksiya oqimi musbat bo'li-shi uchun tok yo'nalishini tanlab oli-shimiz kerak.



127-rasm.

Agar magnit maydon induksiyasi bir jinsli bo'lmasdan yuza ham yassi bo'lmasa, yuzani shunday elementar dS bo'lakchalarga bo'lamizki, undan o'tayotgan magnit maydon induksiyasini bir jinsli deb qarash mumkin bo'ladi. Bu bo'lakchadan o'tayotgan elementar magnit oqimi

$$d\Phi = B_n dS$$

$$\dot{a}\Phi = B_n dS$$

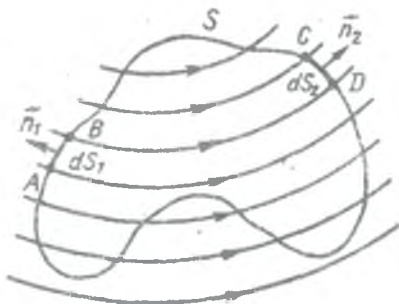
bo'lib, to'la magnit oqim esa

$$\Phi = \int_S B_n dS \quad (4.14)$$

bo'ladi.

Agar bu ifodalardagi magnit maydon induksiyasini teslada, yuzani metr kvadratlarda olsak, SI da magnit oqim birligi veber (Vb) bo'ladi.

Ixtiyoriy chegaralangan berk sirt berilgan bo'lib, unga tik ravishda to'g'ri tok o'tayotgan bo'lsin (128-rasm). Shu sirtidan o'tayotgan magnit induksiya oqimini hisoblaylik. Buning uchun sirtni shunday elementar bo'lakchalarga bo'lamizki, hosil bo'lgan halqa nay ABCD ichida magnit kuch chiziqlari mavjud bo'lsin. Bu olingan halqaning ixtiyoriy kesimidan o'tuvchi oqim halqa bo'yicha o'zgarmas bo'ladi. Nay olingan S sirtni juft marta dS_1 va dS_2 sirtlar bilan kesib o'tadi. Ammo bu kesimlar-dan o'tayotgan magnit oqimi qarama-



128-rasm.

qarshi ishorali bo'lgani uchun umumiy halkadan o'tayotgan oqim nolga teng bo'ladi. Buni butun S sirt bo'yicha umumlashtirsak, bunday sirtidan o'tayotgan umumiy magnit oqimi nolga teng. Demak, ixtiyoriy berk sirtidan o'tayotgan magnit oqimi nolga teng degan Gauss teoremasi isbot bo'ldi. Uning integral ko'rinishi:

$$\oint (\vec{B} d\vec{S}) = 0 \quad (4.15)$$

differensial shaklda esa:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (4.16)$$

Bu ifodalar magnit zaryadining mavjud emasligini ko'rsatadi. Elektr zaryadi mavjud bo'lganligi uchun berk yuza bo'yicha elektr maydon kuchlanganligining oqimi Ostrogradskiy-Gauss teoremasiga asosan

$$\oint (\vec{E} d\vec{S}) = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (4.17)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4.18)$$

edi. (4.15)—(4.18) formulalar har qanday magnit maydonlar uchun o'rinlidir. Bu tenglamalar Maksvell tenglamalar sistemasining asosini tashkil etadi.

Hamma yerda divergensiyasi nolga teng bo'lgan kuchli maydonga uyurmali (solenoidal) maydon deyiladi. Demak, magnit maydon uyurmali maydon bo'lib, uni hosil qiluvchi manba elektr tokidir.

57- §. Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'siri. Amper qonuni

Biz 51- paragrafda tok o'tayotgan ikkita o'tkazgichning bir-biriga ta'sir qilishini ko'rgan edik. Bu hodisani o'tkazgichlardan har biriga ta'sir qiladigan kuchning ikkinchi o'tkazgichdagi tok hosil qilgan magnit maydonga bog'liq bo'lishi sababli ro'y beradi, deb tushunish kerak.

Shuning uchun tokli o'tkazgichni magnit maydonga, masalan, o'zgar-mas magnit maydonga joylashtirsak, unga kuch ta'sir etadi. Buni quyidagi tajribada tekshirib ko'rish mumkin.

Ikkita elastik simga qattiq o'tkazgichni, u taqasimon magnit qutblari o'rtasida turadigan qilib osib (129-rasm), undan tok o'tkazganimizda o'tkazgichni harakatga kelishini ko'ramiz. Tokning yo'nalishini o'zgartirsak, o'tkazgichning harakat yo'nalishi oldingi yo'nalishiga qarama-qarshi

tomonga o'zgarganligini ko'ramiz. Shunga o'xshash tajribalar asosida tokning yo'nalishi, magnit maydon yo'nalishi va o'tkazgichning harakat yo'nalishi orasidagi munosabatni topish mumkin.

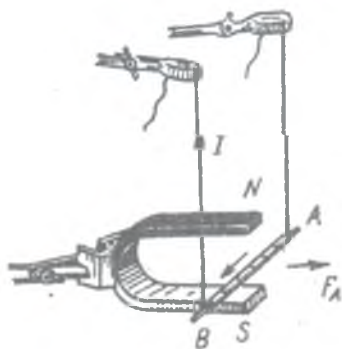
Tokli o'tkazgichga magnit maydon tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarni aniqlash masalasini birinchi bo'lib, mashhur fransuz olimi Amper 1820 yilda hal qilgan. Amper magnit maydon tomonidan tokli o'tkazgichga ko'rsatilayotgan F_A ta'sir kuchi, kattalik jihatidan I tok kuchiga magnit maydonning \vec{B} induksiya vektoriga, o'tkazgichning magnit maydondagi qismining l uzunligiga hamda magnit induksiya vektorining yo'nalishi bilan I tokning yo'nalishi orasidagi α burchak sinusiga to'g'ri proporsional ekanligini aniqladi:

$$F_A = IBl \sin \alpha \quad (4.19)$$

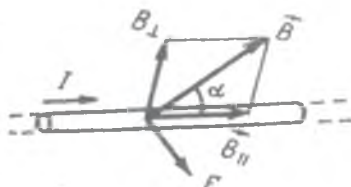
Magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir kiluvchi kuch kattaligini aniqlaydigan (4.19) formula Amper qonuni deb, F_A esa Amper kuchi deb ataladi. Amper kuchini vektor ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_A = I \left[\vec{l} \times \vec{B} \right] \quad (4.19a)$$

Amper qonunidan magnit maydon induksiya vektori tokning yo'nalishiga perpendikular bo'lganda Amper kuchi eng katta qiymatga ega bo'ladi, degan xulosaga kelamiz. Induksiya vektori tokning yo'nalishiga parallel bo'lganda esa bu kuch nolga teng bo'ladi. Bu dalil magnit induksiyasi vektorining faqat I tok kuchining yo'nalishiga perpendikular yo'nalgan tashkil etuvchisigina Amper kuchining hosil bo'lishiga sabab bo'ladi, deb aytishimizga asos bo'la oladi (130-rasm). Amper kuchi tok kuchi yo'nalishiga va magnit induksiya vektoriga perpendikular yo'nalgan. Uning yo'nalishi chap qo'l koidasi bilan aniqlanadi. Bu qoida quyidagidan iborat: *agar chap, qo'limizning kaftiga induksiya vektorining o'tkazgichga perpendikular bo'lgan tashkil etuvchisi kiradigan qilib, ochilgan to'rt barmog'imizni esa tok yo'nalishi bo'ylab joylashtirsak, u holda ochilgan bosh barmog'imiz o'tkazgichga ta'sir qiluvchi*

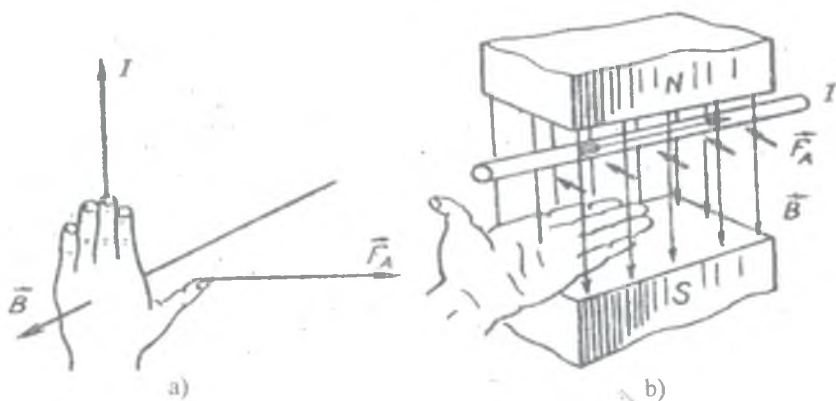


129-rasm.



130-rasm.

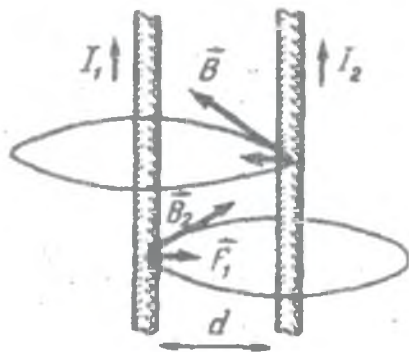
Amper kuchining yo'nalishini ko'rsatadi (131-rasm). Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'siri turli qurilmalarda qo'llaniladi.



131-rasm.

58-§. Parallel toklarning o'zaro ta'siri. Tok kuchi birligi – Amper

Amper qonunidan foydalanib, vakuumda o'zaro parallel joylashgan ikkita cheksiz uzun to'g'ri o'tkazgichdan tok o'tganda ular orasida vujudga keladigan o'zaro ta'sir kuchlarining ifodasini topish mumkin (132-rasm). O'tkazgichlardan o'tayotgan tok kuchlari I_1 va I_2 , ular orasidagi masofa d bo'lsin.



132-rasm.

I_1 tokning magnit maydoni I_2 tokning l uzunlikdagi qismiga qanday kuch bilan ta'sir etishini ko'rib chiqamiz. Buning uchun I_1 tokning magnit maydoni induksiya vektorining chiziqlari konsentrik aylanalardan iborat ekanligini va agar tok pastdan yuqoriga oqayotgan bo'lsa, ikkinchi o'tkazgich ustida yotgan nuqtalarda vektor (parma qoidasiga binoan) kitobxondan yo'nalgan ekanligini qayd qilib o'tamiz. Bu magnit induksiya vektori son jihatidan Bio-Savar-Laplas qonuniga asosan

$$B_1 = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi d} \quad (4.20)$$

Birinchi tokning magnit maydoni tomonidan ikkinchi tokka ko'rsatiladigan F_2 ta'sir kuchi kattalik jihatidan, Amper qonuniga muvofiq quyidagiga teng bo'ladi:

$$F_2 = B_1 I_2 l,$$

bunda $\sin\alpha=1$, chunki \vec{B}_1 vektor I_2 tok yo'nalishiga perpendikulyar, ya'ni $\alpha=90^\circ$. Bu formulaga asosan yuqoridagi ning (4.20) qiymatini keltirib qo'yib, kuch uchun quyidagi munosabatni hosil qilamiz;

$$F_2 = \mu_0 \frac{I_1 I_2 l}{2\pi d} \quad (4.21)$$

Xuddi shunday mulohazalarga asoslanib, I_2 tok va I_1 tokning l qismi atrofida hocil qiladigan B_2 induksiya vektori chizma tekisligiga perpendikular va chizma orqasiga yo'nalgan holda tokning qismi tokka tortiladi, deb aytish mumkin. Bu tortishish kuchining kattaligi

$$F_1 = \mu_0 \frac{I_2 I_1 l}{2\pi d} \quad (4.21a)$$

ga teng ekanligini isbot qilish mumkin (bu isbotni bajarishni kitobxonga havola qilamiz).

Shunday qilib, bir tomonga oqayotgan ikki parallel tok bir-biriga tortishadi va bu tortishish kuchlari o'zaro teng, degan xulosaga kelamiz. (4.21) formuladan ko'rinadiki, parallel toklar o'zaro har bir tokning l uzunligiga tok kuchlarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaga teskari proporsional bo'lgan kuch bilan ta'sir qiladi.

Xuddi shunga o'xshash tekshirishlar qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan ikkita parallel toklar bir-biridan ita rilishini va bu itarishish kuchining son qiymati ham (4.21) formula bilan ifodalanishini ko'rsatadi.

(4.21) formula SI sistemada asosiy birliklardan biri bo'lgan tok kuchi birligi amper (A) ning ta'rifiga asos qilib olingan.

Amper-vakuumda bir-biridan 1 m masofada joylashgan ikkita cheksiz uzun parallel o'tkazgichlarning har biridan bir xil miqdorda tok o'tganda o'tkazgichlar orasida ularning har bir metr uzunligiga $2 \cdot 10^{-7} H$ ga teng o'zaro ta'sir kuchi vujudga keltiradigan tok kuchidir.

Shunday o'tkazgichlar 132-rasmda tasvirlangan deb hisoblaymiz. U holda

$$I_1 = I_2 = 1A, d = 1m, l = 1m, F = 2 \cdot 10^{-7} N$$

Bu qiymatlarni (4.21) formulaga keltirib qo'yib μ_0 magnit doimiy-sining son qiymatini topamiz:

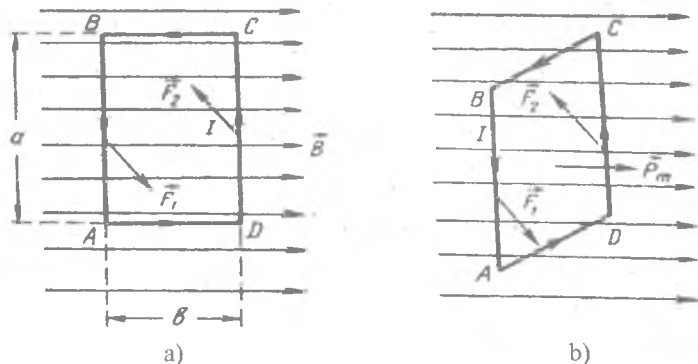
$$\mu_0 = \frac{2\pi Fd}{I_1 I_2 l} = 2\pi \frac{2 \cdot 10^{-7} \cdot 1}{1 \cdot 1 \cdot 1} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}$$

59- §. Magnit maydonga kiritilgan tokli ramka

Ma'lumki, magnit maydondagi tokli o'tkazgichga magnit maydon tomonidan amper kuchi ta'sir qiladi. Magnit maydonning tokli ramka (tokli yassi kontur) ga ta'siri amalda muhim rol o'ynaydi. I tok o'tayotgan ABCD to'g'ri burchakli ramka bir jinsli magnit maydonda joylashtirilgan bo'lsin. Agar magnit induksiya vektori kontur tekisligiga parallel yo'nalgan bo'lsa, (4.19) formulaga asosan ($\sin\alpha=0$ bo'lganligi uchun), uning AD va VS tomonlariga kuch ta'sir qilmaydi (133-a rasm). Ramkaning AV tomoniga Amper qonuniga asosan, rasmdan kitobxonga qarab yo'nalgan F_1 kuch, CD tomonga esa aksincha, kitobxondan rasm tomonga tik yo'nalgan F_2 kuch ta'sir etadi. AV tomonining uzunligi a ga teng bo'lsa, bu tomonga ta'sir etuvchi kuch quyidagicha bo'ladi:

$$F_1 = IBa$$

Ammo va kuchlar son jihatdan teng, lekin qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Bunday hosil bo'lgan va kuchlarga juft kuchlar deyiladi. Shunday qilib, ramkaning AV va CD tomonlariga juft kuchlar ta'sir qilar ekan. Juft



133-rasm.

kuchlarning yoʻnalishiga eʼtibor berar ekanmiz, quyidagilarni koʻramiz: juft kuchlar taʼsirida ramka tekisligi magnit maydon induksiyasi chiziqlariga perpendikular ravishda shunday joylashishga intiladiki, biz magnit maydon yoʻnalishi boʻylab qarasaq, ramkadagi tok soat strelkasi harakati yoʻnalishi boʻylab oqayotgan boʻladi. Boshqacha qilib aytganda, tokli ramka magnit maydonda shunday vaziyatni egallashga intiladiki, bunda ramkadagi tokning ramka oʻqida hosil qiladigan magnit maydon induksiyasi tashqi magnit maydon induksiyasi bilan bir xil yoʻnalgan boʻladi (133-b rasm).

Ramkaga taʼsir etuvchi juft kuchlarning momenti quyidagiga teng:

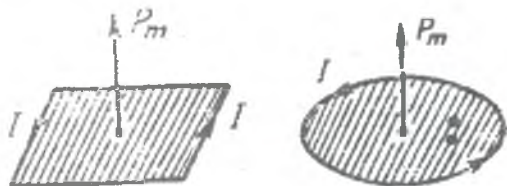
$$M = Fb = IBab$$

bunda b — ramkaning VS tomonining uzunligi.

Ramkadan oqayotgan tok kuchi bilan ramka yuzining koʻpaytmasi ramkaning magnit momentiga teng ekanligini yuqorida koʻrgan edik. Ramkaning yuzi $S=ab$ ekanligini eʼtiborga olsak, u holda quyidagini yozish mumkin:

$$M = p_m B \quad (4.22)$$

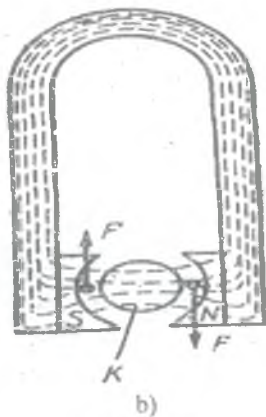
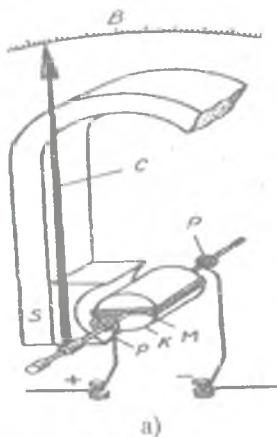
$p_m = IS$ — magnit momenti, vektor kattalik boʻlib, u kontur tekisligiga oʻtkazilgan musbat normal boʻyicha yoʻnalgan. Tajribalarning koʻrsatishicha, magnit momentining son qiymati konturdan oʻtayotgan tok kuchi bilan uning kattaligiga bogʻliq boʻlib, konturning shakliga bogʻliq emas (134-rasm).



134-rasm.

Shunday qilib, magnit maydonga kiritilgan tokli ramkaga magnit momentiga proporsional boʻlgan juft kuchlar momenti taʼsir qiladi va bu kuch momenti ramkani uning tekisliki maydonga perpendikular joylashadigan qilib buradi. Ramkaning magnit momenti esa oʻz navbatida undan oʻtayotgan tok kuchiga proporsionaldir. Bu holdan magnitoelekt sistemadagi elektr oʻlchov asboblarning tuzilishida foydalaniladi.

135-rasmda gʻaltagi aylanadigan galvanometrning tuzilishi koʻrsatilgan. Kuchli poʻlat magnitning qutblari orqasiga K temir silindr bilan unga kiydirilgan yengilgina M aluminiy ramka joylashtirilgan. Bu ramkaga izolatsiya qilingan ingichka simdan gʻaltak oʻralgan. Ramka ikkita yarim oʻqqa mahkamlangan: oldingi yarim oʻq aylangan vaqtda V shkala boʻylab yuradigan S strelka bilan bogʻlangan. Gʻaltakli ramkani maʼlum vaziyatda



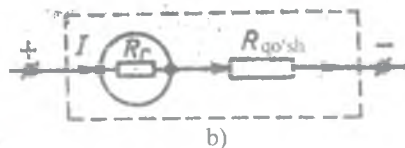
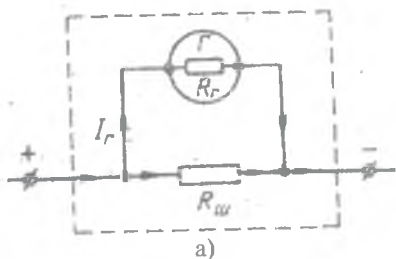
135-rasm.

ikkita R spiral prujina tutib turadi. O'lchadigan tok g'altakka R prujinalar va yarim o'q orqali beriladi. G'altakdan tok o'tayotganda g'altak magnit maydonda buriladi, bunda prujinalar buraladi, bu hol S strelka yordamida V shkalada o'z aksini topadi. Tok qancha kuchli bo'lsa, ramkaning burilish burchagi ham shuncha katta bo'ladi.

Bu sistemadagi galvanometrlar juda sezgir, juda aniq va shkalasining bo'limlari orasi bir-biriga teng bo'ladi. G'altakdan o'tayotgan tokning yo'nalishi o'zgaranda ramkaning aylanish yo'nalishi ham o'zgaradi, shuning uchun magnit elektr asboblari o'zgaruvchan toklarni o'lchash uchun yaramaydi.

Galvanometrning g'altagiga katta qarshilik ketma-ket qilib ulansa, bu asbob yordamida kuchlanishlarni o'lchash mumkin. Katta qo'shimcha qarshilik ulangan galvanometr voltmetrdir.

Galvanometrga shunt ulansa, u holda ancha kuchli toklarni o'lchash uchun ishlatiladigan asbob — ampermetr hosil bo'ladi. 136-a rasmda ampermetrning tuzilish sxemasi, 136-b rasmda esa voltmetrning tuzilish sxemasi ko'rsatilgan. Shunt va qo'shimcha qarshiliklar asboblari korpusining ichida joylashtirilgan bo'ladi.



136-rasm.

60- §. Magnit maydonda tokli kontur

Bir jinsli magnit maydonda 137-rasmda ko'rsatilgan ixtiyoriy shaklda tok o'tayotgan berk kontur—sim berilgan bo'lsin. Magnit maydon induksiya vektori kontur sirtiga parallel. Tokli konturni cheksiz dl qismchalar—elementlarga bo'lamiz. Amper qonuniga asosan har bir tok elementi Idl ga

$$dF_1 = B_0 Idl_1 \sin \alpha_1 = B_0 Idh$$

kuch ta'sir qiladi. Bunday $dh = dl_1 \sin \alpha_1$, α esa dl va B orasidagi burchak. Konturning qarama-qarshi tomondagi Idl_2 tok elementiga

$$dF_2 = B_0 Idl_2 \sin \alpha_2 = B_0 Idh$$

kuch ta'sir etadi.

Chap qo'l koidasiga muvofiq dF_1 kuch dF_2 kuchga qarshi tomon yo'nalgan bo'lib, ular juft kuch hosil qilar, bu kuchning momenti $dM = b \cdot dF_1 = b \cdot B_0 Idh = B_0 IdS$

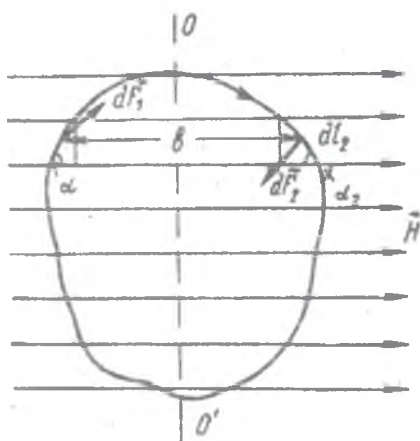
b —bu yerda ikkita dl_1 , dl_2 elementlar orasidagi masofa. Bundan tashqari dS — kuchlanganlikning ikkita qo'shni chiziqlari dl_1 va dl_2 elementlar orasidagi yuzi, bu hosil bo'lgan ifodani konturning hamma yuzi bo'yicha integrallab, tokli konturning hammasiga ta'sir etuvchi momentni topamiz. U (4.22) ni o'zidir

$$M = \int_S IB dS = BIS = B p_m$$

Bu ifodani vektor ko'rinishida yozsak, kuch momenti induksiya vektor momenti bilan tok magnit momentining vektor ko'paytmasiga teng:

$$\vec{M} = [\vec{B} p_m] \quad (4.22a)$$

Bu yerda $p_m = IS$ — berk tokning magnit momenti. Agar bitta kontur—o'ram bo'lmay, p o'ramli solenoid bo'lsa, solenoid o'qini magnit maydonga parallel holatga keltirish uchun magnit maydon tomonidan unga ta'sir etuvchi aylantiruvchi moment



137-rasm.

$$M = nBp_m \quad (4.24)$$

bo'ladi. Agar magnit maydon tokli kontur sirtiga tik yo'nalgan bo'lsa, aylantiruvchi moment nolga teng bo'lib, konturga amper kuchlari ta'sir etib, maydon va tok yo'nalishiga qarab konturni sikadi yoki cho'zadi. Bu moment ta'sirida kontur 00° o'q atrofida 90° ga buriladi.

O'zgaruvchan tok generatori, o'zgarmas tok dinamik mashinalari, elektromotorlar va ko'pchilik elektrodinamik o'lchov asboblari magnitning tokka yoki tokning magnitga ta'siriga asoslangan.

61-§. Tokli o'tkazgichning magnit maydonda harakatlanishida bajarilgan ish

O'zgarmas tokning berk zanjirida zaryadlarning ko'chishi uchun bir tomondan Kulon kuchi sabab bo'lsa, ikkinchidan tokni doimiy bo'lishi uchun kamaya boruvchi musbat va manfiy zaryadlarning o'rni to'ldiruvchi yot kuchlar ham sabab bo'ladi. Bu kuchlarning zaryad birligiga to'g'ri keluvchi qismi, ya'ni kuchlanganliklar E_k va E_{em} bo'lib, natijalovchi kuchlanganlik $E = E_k + E_{em}$. Zanjirning dl kismida zaryad birligining berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajargan ishi $\int (E_k + E_{em}) dl$ bo'lar edi.

Magnit induksiyasi B bo'lgan muhitda I tokli o'tkazgichning harakat etishini ko'raylik. Magnit maydonga kiritilgan uzunligi l bo'lgan tokli o'tkazgichga Amper qonuni bo'yicha magnit maydon $F_A = IB \sin \alpha$ kuch bilan ta'sir etib, uni b masofaga ko'chirsa,

$$\Delta A = F_A b = IB l b \sin \alpha = IB \Delta S \sin \alpha \quad (4.25)$$

ish bajariladi. Bu tenglamadagi $bl = \Delta S$ - o'tkazgichning magnit maydonini kesib o'tgan yuz. Ikkinchidan $\alpha - \frac{B}{B}$ bilan $\frac{F}{F}$ orasidagi burchak bo'lib, bl yuzaga tushirilgan normal yo'nalishidagi induksiyaning proyeksiyasi (138-rasm) hisobga olinsa, dSyuzani kesib o'tgan magnit oqimi

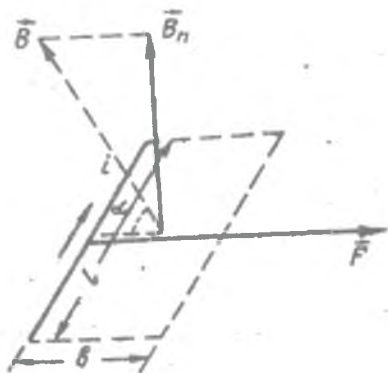
$$\Delta \Phi = \int_S B_n dS \quad (4.26)$$

ga teng bo'ladi. SI birliklar sistemada magnit oqimining birligi qilib «veber» qabul qilingan. (Bu «veber» birlikning ta'rifi Faradeyning induksiya qonunida aytilgan, shuningdek, magnit induksiya birligi — «tesla» ham shu yerda ko'rsatilgan.)

Yuqoridagi tenglamalarda (4.26) ni (4.25) ga olib borib qo'ysak, (4.25) quyidagicha ifodalanadi:

$$\Delta A = I \Delta \Phi \quad (4.27)$$

Demak, tokli o'tkazgich magnit maydonda harakatlanganda bajarilgan ish tok kuchi bilan magnit induksiya oqimining o'zgarishiga bog'liq ekan.



138-rasm.

5 Bob. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

62- §. Elektromagnit induksiya hodisasi. Faradey ishlari

Daniyalik fizik Ersted 1820 yilda tokning magnit ta'sirini aniqlagandan so'ng, ingliz fizigi Faradey bu kashfiyot bilan tanishgach, shunday xulosaga keladi: modomiki, berk o'tkazgich bo'ylab oqayotgan tok magnitni harakatga keltirar ekan, magnitning harakatlanishi ham berk o'tkazgichda tok hosil qilishi kerak va bu xulosaning to'g'riligini Faradey 1831 yilda ko'p tajribalar asosida tasdiqlaydi. U magnit maydonda sim o'ramli g'altak va galvanometrdan iborat berk kontur ilgari nima harakat qilganda yoki burilganda, shuningdek, qo'zg'almas kontur ma'lum vaqt davomida o'zgaruvchan magnit maydonda turganida konturlarda tok hosil bo'lishini aniqladi.

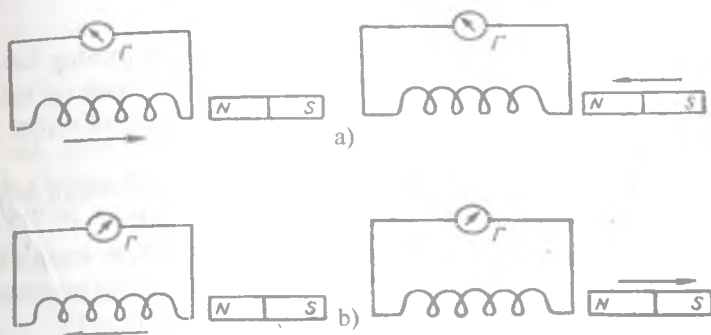
Magnit maydonning o'zgarishi tufayli berk konturda hosil bo'lgan tok *induksion tok*, *hodisani*ng o'zi esa *elektromagnit induksiya hodisasi* deb ataladi. Induksion tokni hosil qiluvchi elektr yurituvchi kuch *induksion elektr yurituvchi kuch (induksiya-EYUK)* deb ataladi.

Faradeyning induksion tok hosil bo'lishining shartlarini aniqlashga doir tajribalarini ko'rib chiqamiz.

1. Agar magnit kontur ichiga kiritilsa yoki konturdan chikarilsa, berk konturda tok induksiyalanadi, magnit g'altakka yaqinlashtirilganda yoki g'altak magnitga yaqinlashtirilganda ham galvanometr strelkasi bir tomonga og'adi (g'altak ichidagi magnit oqimi orta boradi), magnitni g'altakdan uzoqlashtirilganda yoki g'altak magnitdan uzoqlashtirilsa (magnit oqimi kamayib boradi) strelka boshqa tomonga oradi, ya'ni magnit induksiya oqimining ortishi yoki kamayishi bilan induksion tok yo'nalishi oldingi holatdan o'zgaradi (139-a, b rasm).

Demak, **magnit induksiya oqimining o'zgarishi natijasida induksion tok hosil bo'lar ekan.**

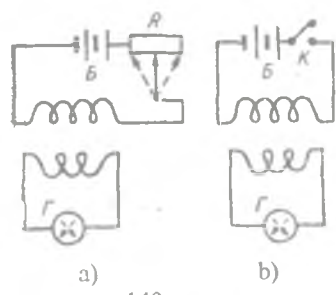
Magnit qancha kuchli, uning harakati qancha tez va g'altakdagi sim o'ramlari soni qancha ko'p bo'lsa, induksion tokning kuchi ham shuncha katta bo'ladi. Agar magnitni berk g'altak yaqiniga yoki hatto g'altak ichiga joylashtirsak, magnit qo'zgalmaganda induksion tok hosil bo'lmaydi.



139-rasm.

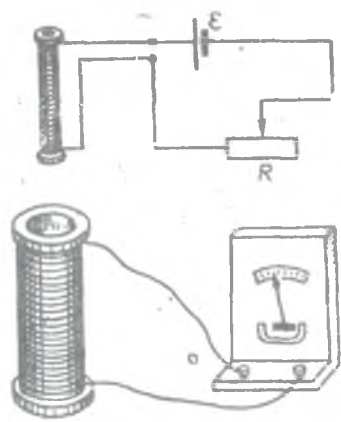
Bundan shunday xulosa chiqadiki, *berk konturda induksion tokni hosil qilish uchun birgina magnet maydonning mavjudligi yetarli bo'lmay, balki magnet maydon o'zgarishi ham kerak.*

2. Ikki g'altakni yonma-yon qo'yib, ikkinchi g'altakning uchlarini galvanometrغا ulab, birinchi g'altakning uchlarini tok manbaiga ulaylik. Birinchi g'altakdagi tok kuchini R reostat bilan o'zgartirib (140- a rasm), yoki kalit yordamida zanjirga ulab-uzib turilsa (140- b rasm), ikkinchi g'altakda induksion tok hosil bo'lganini ko'rish mumkin. Bu ikkala holda ham ikkinchi g'altakni kesib o'tuvchi magnet induksiya oqimi o'zgaradi, chunki birinchi g'altak zanjirida tok o'zgaradi.



140-rasm.

3. Bir g'altak ikkinchi g'altak ichiga joylashishi, unga yaqinlashishi yoki uzoqlashishi mumkin (141-rasm). Katta diametrli g'altakka galvanometr ulab, berk zanjir hosil qilaylik. Kichik diametrli g'altakka tok manbai, reostat orqali ulab berk zanjir hosil qilib, undagi tok kuchini reostat orqali o'zgartirsak yoki g'altaklarni bir-biriga yaqinlashtirib — uzoqlashtirsak, galvanometr, strelkasi og'ganligini ko'ramiz (uning og'ishi yuqoridagi tajribalardagi kuzatishga moc keladi).



141-rasm.

Bu tajribalarga asosan quyidagi xulosaga kelamiz:

1. G'altakning shakli o'zgarishsiz holda magnit oqimining har qanday usulda o'zgarishi berk zanjirdagi galvanometr strelkasining og'ishiga olib keladi. Hosil bo'lgan induksion tokning yo'nalishi magnit oqimi yunalishining o'zgarishiga bog'liq.

2. G'altakdagi sim o'ramlar soni ko'p, magnit induksiya oqimining o'zgarishi tez bo'lsa, induksiya hodisasi kuchli bo'ladi.

3. Agar g'altak ichida ferromagnit jism bo'lsa, effekt kuchli bo'ladi. Bundan induksiya hodisasi magnit maydon kuchlanganligiga emas, balki magnit maydon induksiyasiga bog'liq ekanligi kelib chiqadi.

4. Agar effekt kuzatilayotgan konturning faqat qarshiligini o'zgartirsak ham galvanometr ko'rsatishi o'zgaradi, ya'ni qarshilik ortsa, u kichik qiymatni, qarshiligi kamaysa, katta qiymatni ko'rsatadi.

Demak, hodisa o'tkazuvchanlik tokiga bog'liq bo'lmasdan, balki elektr induksiya maydonining hosil bo'lishiga bog'liq bo'lar ekan. Bu kuzatilgan tajribalarniig hammasida ham elektr maydon kuchlanganlik vektorining hosil bo'lishi kuzatilayapti, bularga asosan Faradey o'zining quyidagi qonunini ta'riflaydi: *kuzatilayotgan kontur I bo'yicha olinayotgan elektr maydon kuchlanganligining sirkulatsiyasi shu konturni kesib o'tuvchi magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligi orqali aniqlanib, bu sirkulatsiya konturda u hosil bo'layotgan induksion EYUK ga teng:*

$$E_i = \oint_l \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \oint_s B dS \quad (5.1)$$

Bundan magnit induksiya oqimining birligi *vebneri* quyidagicha ta'riflash mumkin: *agar berk kontur bilan chegaralangan yuz orqali o'tadigan magnit induksiya oqimi bir sekund ichida nolgacha bir tekis kamayganda konturda bir volt induksiya EYUK hosil bo'lsa, bu magnit induksiya oqimi bir vebnerga teng bo'ladi.*

$$1Vb = 1V \cdot c$$

R qarshilikka ega bo'lgan konturda hosil bo'layotgan induksion tokning oniy qiymati

$$i = \frac{E_i}{R}$$

bo'lib, kuzatish davomida konturdan o'tayotgan to'la zaryad miqdori quyidagicha ifodalanadi:

$$q = \int_0^i idt = - \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} \frac{d\Phi}{R} = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R} = - \frac{\Delta\Phi}{R}$$

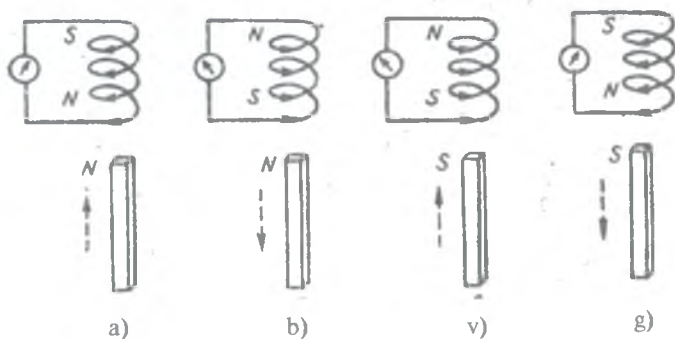
Demak, zaryad miqdori magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligiga bog'liq bo'lmay, balki magnit maydon induksiya oqimining o'zgarishiga bog'liq bo'lar ekan.

63- §. Lensning induksiya qonuni

E.X. Lens induksion tokning yo'nalishini aniqlash uchun o'tkazgan tajribalari asosida magnit qutbni g'altakka yaqinlashtirganda g'altakning magnitga yaqin uchida shu qutb bilan bir xil qutb hosil bo'lishini (142- a, v rasmlar), magnitning qutbini g'altakdan uzoqlashtirganda esa g'altakning magnitga yaqin uchida boshqa ismli (qarama-qarshi) qutb hosil bo'lishini aniqladi (142-6, g rasmlar). Bundan induksion tokning magnit maydoni uni hosil qiluvchi magnit maydonning harakatiga qarshilik qilishi ko'rinadi.

Tajribalar natijalarini umumlashtirib, Lens induksion tok yo'nalishini aniqladi va uning sharafiga Lens qonuni deb atalib, quyidagicha ta'riflanadi: har *doim induksion tokning magnit maydon induksiyasi tokning o'zini yuzaga keltirgan magnit maydon induksiya oqimining o'zgarishiga qarama-qarshi ta'sir ko'rsatadi.*

143- rasmda Lens qonunini tasdiqlovchi tajribani namoyish qiladigan asbob ko'rsatilgan. Vertikal o'q atrofida erkin aylana oladigan qilib o'rnatilgan sterjening ikki uchiga biri yaxlit A, ikkinchisining uchlari tutashmagan V ikkita aluminiy halqa o'rnatilgan. Yaxlit halqaga magnit yaqinlaturilganda .yoki uzoqlashtirilganda halqadagi erkin elektronlar tashqi



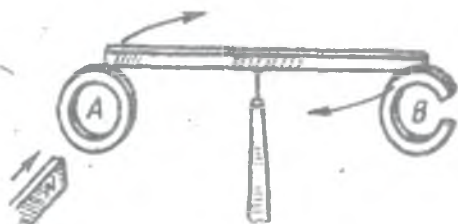
142-rasm.

magnit maydon ta'sirida tartibli harakatga kelib, berk konturdan o'tayotgan tok kabi induksion tok hosil bo'ladi. Bu tokning magnit maydoni uni hosil qilayotgan magnitning maydoniga qarshi ta'sir ko'rsatadi va natijada sistema harakatga keladi.

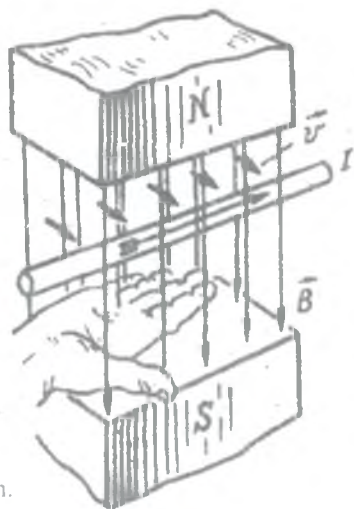
Magnitning uchlari tutashmagan halqaga yaqinlashtirilganda esa sistema harakatlanmaydi, chunki halqadagi erkin elektronlar harakatda bo'lgani bilan, ochiq konturdan tok o'tmagani kabi tok hosil bo'lmaydi.

O'tkazgichda hosil bo'lgan induksion tokning yo'nalishini o'ng qo'l qoidasidan foydalanib aniqlanadi. Agar o'ng qo'limizni magnit maydonda magnit induksiya vektori kaftimizga kiradigan qilib, 90° ga kerilgan bosh barmog'imiz esa o'tkazgichning harakat yo'nalishini ko'rsatadigan qilib tutsak, u holda yozilgan to'rtta barmog'imiz induksion tokning yo'nalishini ko'rsatadi (144-rasm).

Lens qonunining ifodasini energiyaning saqlanish qonunidan foydalanib keltirib chiqarish ham mumkin. Buning uchun bir jinsli magnit maydonda unga tik ravishda l uzunlikdagi tokli o'tkazgich amper kuchi ta'sirida harakatlansin (145-a rasm). O'tkazgichning dh masofaga siljishi natijasida $A=IdF$ ish bajaradi. dF — o'tkazgich harakati tufayli kesib o'tilgan induksiya oqimi ($dF=Bldh$). O'tkazgich qarshilikka ega bo'lganligi uchun Joul—Lens issiqligi $I^2 R dt$ hosil bo'ladi. Umumiy holda manbaning dt vaqtda bajargan ishi uchun energiyaning saqlanish qonuni quyidagidan iborat bo'ladi:



143-rasm.



144-rasm.

$$EIdt = I^2 Rdt + Id\Phi ,$$

bundan tok kuchini aniqlasak,

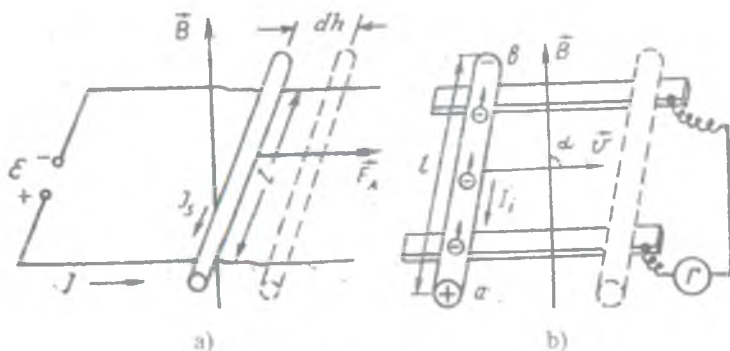
$$I = \frac{E - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{E + E_i}{R} ,$$

bu yerda

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt} ,$$

bo'lib induksion EYUK dir. *Bu ifodadagi minus ishora induksion EYUK-ning yo'nalishi uni hosil qilayotgan zanjirga ulangan EYUK ga qarama-qarshi yo'nalganligini ko'rsatadi.*

Endi zanjirdagi manbani olib, o'rniga galvanometr ulasak (145-b rasm) va o'tkazgichni Amper kuchi harakatlantirgan yo'nalishda tashqi kuch ta'sirida harakatlantirsak, galvanometr zanjirda oldingi tok yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda induksion tok hosil bo'lganligini ko'rsatadi. Chunki bu vaqtda magnet maydonda harakatlanayotgan o'tkazgich tarkibidagi erkin elektronlarga Lorens kuchi ta'sir etib, berk kontur bo'yicha zaryad harakatlanib, zanjirda tok hosil bo'ladi.



145-rasm.

64- §. O'zinduksiya hodisasi. Ekstra toklar. Induktivlik

Konturni kesib o'tadigan magnet oqimining o'zgarishi ro'y beradigan barcha hodisalarda elektromagnit induksiya hodisasi ro'y beradi.

Kuzatilayotgan konturdan o'tayotgan tok kuchining o'zgarishi konturda qo'shimcha tok kuchi hosil qiladigan konturdagi EYUK ni hosil bo'lishiga

olib keladi. Bu hodisaga o'zinduksiya, o'zinduksion EYUK ni hosil qiladigan qo'shimcha kuchga o'zinduksiya ekstra toki deyiladi.

O'zinduksiya EYUK i nimalarga bog'liq va u qanday kattaliklar bilan ifodalanadi? Ixtiyoriy nuqtada hosil bo'luvchi magnit induksiya vektori g'altakdan o'tayotgan tok kuchiga to'g'ri proporsional:

$$\Phi = IL.$$

Bunda L — konturning induktivligi bo'lib, konturda bir birlik tok kuchi o'tganda konturda hosil bo'luvchi magnit induksiya oqimiga son jihatdan teng bo'lgan kattaligidir.

O'zinduksiya hodisasiga (5.3) tenglamani tatbiq etsak,

$$E_s = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dl}{dt} \quad (5.4)$$

hosil bo'ladi. (5.4) dan ko'rinadiki, o'zinduksiya EYUK tok kuchining o'zgarish tezligiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan. (5.4) dan induktivlik

$$L = \frac{E_s}{dl/dt} \quad (5.5)$$

bo'ladi. Bu ifodadan foydalanib, uning birligini aniqlasak, konturdagi tok bir sekunda bir amperga o'zgarganda bir volt o'zinduksiya EYUK i hosil bo'lsa, bu konturning birligini bir genri deyiladi:

$$1H = \frac{1V}{1A/c} = 1 \frac{V \cdot c}{A}$$

Har qanday konturni tok manbaiga ulagan vaqti tok kuchi eng katta qiymatga erishmaydi, buning uchun ma'lum vaqt o'tadi. Bu vaqtda konturda ulanish ekstratoki hosil bo'ladi (146- rasmdagi a chiziq).

$$i = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) \quad (5.5)$$

Bunda I_0 — tokning erishishi zarur bo'lgan maksimal qiymati, R — zanjir qarshiligi, L — induktivlik.

Kalit uzilganda esa tok kuchi nolga teng bo'lishi uchun yana vaqt kerak. Bu vaqtdagi tokka uzilish ekstratoki deyiladi (144-rasmdagi b chiziq). U quyidagicha ifodalanadi:

$$i = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5.6)$$

Bunda $\tau = \frac{L}{R}$ —zanjirning doimiy vaqti deyiladi va u tok kuchini qancha vaqtda *ye* marta o'zgarishini ko'rsatadi. Zanjirning qarshiligi (R) qancha kichik bo'lib, uning induktivligi (L) qancha katta bo'lsa, zanjirdagi tokning kamayuvi shuncha sekin bo'ladi. Ekstratoklarning hosil bo'lishini 147-rasmda keltirilgan sxema asosida tushunish mumkin. Bunda ko'p o'ramli temir o'zakli g'altakka parallel ravishda galvanometr ulangan. Zanjir tok manbaiga ulanganda manba EYUK yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda g'altakda ulanish induksion EYUK hosil bo'ladi. Bu holdagi tok yo'nalishi rasmda tutash strelka bilan ko'rsatilgan. Zanjirni uzishda esa g'altakda induksiyalangan EYUK g'altakdagi tokni avvalgi yo'nalishini saqlaydi, ammo zanjir manbadan uzilgan bo'lgani uchun uzilish ekstratoki galvanometr orqali punktir strelka bilan ko'rsatilgan yo'nalishda o'tadi.

G'altak induktivligini hisoblaylik. Uning uzunligi l va umumiy sim o'ramlar soni N ta bo'lsin. U vaqtda uzunlik birligidagi o'ramlar soni

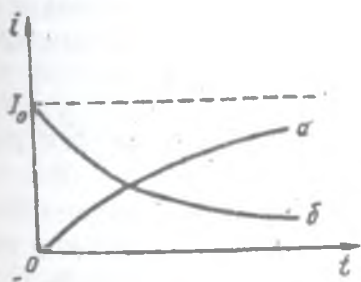
$n = \frac{N}{l}$ bo'lib, unda hosil bo'luvchi magnit maydon induksiyasi

$$B = \mu\mu_0 In$$

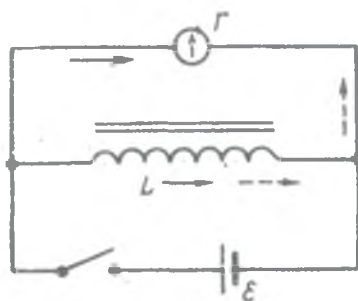
O'tayotgan oqim:

$$\Phi_1 = BS = \mu\mu_0 nIS$$

Tutinish oqimi:



146-rasm.



147-rasm.

$$\Phi = N\Phi_1 = \mu\mu_0 n^2 SI$$

O'zinduksiya EYUK i esa

$$E_S = -\frac{d\Phi}{dt} = \mu\mu_0 n^2 SI \frac{dI}{dt}$$

bo'lib, uni (5.4) bilan taqqoslasak, induktivlik

$$L = \mu\mu_0 n^2 SI \quad (5.7)$$

bo'ladi. Bu ifoda bir qatlam o'ralgan toroid yoki juda uzun solenoid (g'altak) uchun o'rinlidir.

65- §. O'zaro induksiya hodisasi

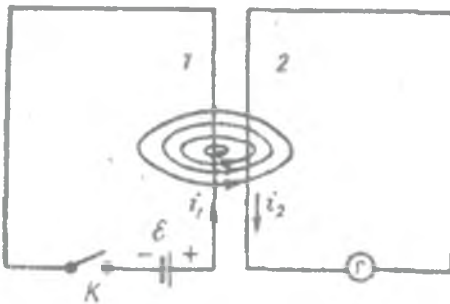
Bir-biridan ma'lum masofada joylashgan ikkita kontur olaylik. Ularning biriga tok manbai, ikkinchisiga esa galvanometr ulangan bo'lsin (148-rasm). Agar birinchi konturdagi kalitni ulasak, ikkinchi konturda induksion tok hosil bo'lganligini galvanometr strelkasining og'ishidan bilamiz. Bunda hosil bo'lgan EYUK tok kuchi eng katta qiymatga erishguncha orta boradi. Faradey qonuniga asosan bu EYUK E_2 birinchi konturda hosil bo'lgan magnit induksiya oqimi Φ_1 ning o'zgarishiga to'g'ri proporsional bo'lib, konturni kesib o'tadi. Ikkinchidan, bu oqim shu birinchi konturdan o'tgan tok kuchiga proporsional bo'ladi, ya'ni

$$E_2 = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -M_{12} \frac{di_1}{dt} \quad (5.8)$$

M_{12} - o'zaro induksiya koeffitsiyenti bo'lib, ikkala konturning geometriyasiga bog'liq. Agar bu konturlardagi manba bilan galvanometrning o'rinlarini almashtirsak, u vaqtda birinchi konturda hosil bo'luvchi induksion EYUK:

$$E_1 = -M_{21} \frac{di_2}{dt} \quad (5.8a)$$

Endi bu konturlarni bir-biriga nisbatan cheksizlikdan r masofagacha yaqinlashtiraylik. U vaqtda konturlar bir-birining magnit induksiyasiga kirishi natijasida bajar-



148-rasm.

gan ishlari o'zaro teng bo'ladi. Birinchi kontur maydoniga ikkinchi kontur kirganda bajargan ishi $A_{21} = i_1(\Phi_2 - 0)$ va aksincha, birinchi kontur ikkinchi kontur maydoniga kirganda bajarilgan ish $A_{12} = i_2(\Phi_1 - 0)$ bo'ladi. U vaqtda

$$i_1\Phi_2 = i_2\Phi_1 \quad (5.9)$$

Oqimning tok kuchiga to'g'ri proporsional ekanligini hisobga olsak,

$$\Phi_1 = M_{21} i \text{ va } \Phi_2 = M_{12} i_2$$

U vaqtda (5.9) quyidagicha ifodalanadi:

$$i_1 i_2 M_{12} = i_2 i_1 M_{21}$$

bundan

$$M_{12} = M_{21}$$

kelib chiqadi. Har doim bu koeffitsiyentlar o'zaro teng bo'ladi. (5.8) formulalardan ko'rinadiki, o'zaro induksiya koeffitsiyenti ham induktivlik kabi Genri hisobida o'lchanadi.

Olingan ikki o'tkazgichning birida tok kuchi bir sekunda bir amperga tekis o'zgarishi natijasida ikkinchi o'tkazgichda bir volt EYUK induksiyalansa, bunday ikkita o'tkazgichning o'zaro induksiyasiga bir Genri deyiladi.

66- §. Magnit maydoi energiyasi va uning zichligi

Agar o'tkazgichdan o'zgarimas tok o'tib tursa, bilamizki, induktivlik katta bo'lganda ham Joul — Lens qonuniga muvofiq o'tkazgichda shu tok kuchining kvadratiga proporsional issiqlik miqdori — ichki energiya

$$Eidt = i^2 Rdt \quad (5.10)$$

ajralib turadi. Ammo zanjir ulanishi bilan tok kuchi asta-sekin orta borsa, uning atrofidagi magnit maydon oqimi ham ko'payib boradi, bu oqim o'zgarishi natijasida induksiya qonuniga muvofiq o'tayotgan tok yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan induksiya tokini hosil qiladi.

O'tkazgichdagi elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga aylanadi. Induktivligi L bo'lgan zanjirdan o'tayotgan barqaror tok uchun Om qonuni

$$i = \frac{E - L \frac{di}{dt}}{R}$$

Bu ifodani har ikkala tomonini $iRdt$ ga ko'paytirsak,

$$i^2 R dt = i E dt - i L di$$

kelib chiqadi. Bu ixtiyoriy olingan zanjirda *energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi*. Bu ifodadagi *Lidi* o'zgarmas tok zanjiridagi energiyaning saqlanish qonunidan farqli bo'lib, induksiya hodisasi tok bilan bog'liq bo'lgan magnit induksiya oqimini hosil qilish uchun elementar bajarilgan ishni ifodalaydi. Agar *t* vaqt davomida tok kuchi noldan *I* gacha o'zgarsa, bu vaqtda umumiy bajarilgan ish

$$A = \int_0^I Li di = L \frac{I^2}{2} \quad (5.11)$$

bo'ladi. Bu ish tokning magnit maydonini hosil qilishda bajarilgan ishdir. Tok ulangan vaqtda magnit maydon yo'qolib, jamg'arib olingan energiya *WqA* zanjirga ekstratoklar, uchqun, yoy va boshqa energiya ko'rinishida

qaytariladi. (5.11) formulani kinetik energiya $\frac{mv^2}{2}$ formulasi bilan solishtirsak, jism massasi rolini induktivlik o'ynayotganligini ko'ramiz, demak *induktivlik elektr zanjirining inertlik o'lchovi bo'lib hisoblanadi*. (5.11) da zanjirda tok kuchini barqaror bo'lishi uchun EYUK sarflanishida ajralib chiqadigan Joule—Lenz issiqligi hisobga olinmaydi.

Maydonni xarakterlovchi kattaliklar orqali magnit maydon energiyasini ifodalaylik. Buning uchun juda uzun solenoid olaylik. Uning induktivligi (5.7) ga asosan

$$L = \mu\mu_0 n^2 Sl = \mu\mu_0 n^2 V$$

bunda *V* q *Sl* solenoid hajmi va *Nqpl* larni hisobga olsak (5.11) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$W = \mu\mu_0 \frac{H^2}{2} V \quad (5.12)$$

Olingan solenoidning ichidagi magnit maydoni bir jinlidir, chunki u juda uzun. Shuning uchun magnit maydon energiyasi solenoid hajmi bo'yicha tekis taqsimlangan deb qarash mumkin. U vaqtda magnit maydon energiya zichligi

$$\omega_m = \frac{W}{V} = \mu\mu_0 \frac{H^2}{2} \quad (5.13)$$

Magnit maydon kuchlanganligi bilan maydon induksiyasi orasidagi bog'lanishni ($B = \mu\mu_0 H$) e'tiborga olsak, (5.12) quyidagi ko'rinishlarda ifodalanadi:

$$\omega_m = \frac{BH}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} \quad (5.13a)$$

Bu ifodani 18-§ da ifodalangan elektr maydon energiya zichligi bilan taqqoslasak, ko'rinishi va mazmuni bir xil bo'lib, elektr kattaliklar o'rtasida magnit kattaliklar ishtirok etmoqda.

Agar kuzatilayotgan magnit maydon o'zgaruvchan bo'lsa, magnit maydon energiyasini hisoblash uchun (5.12), (5.13) formulalarni hajm bo'yicha integrallashimiz kerak, ya'ni

$$W = \int_V \omega dV = \int_V \mu\mu_0 \frac{H^2}{2} dV \quad (5.14)$$

6-bob.
ELEKTR VA MAGNIT MAYDONDA
ZARYADLI ZARRALAR
HARAKATI

67- §. Lorens kuchi

Tok o'tayotgan o'tkazgich, toksiz o'tkazgichdan, unda zaryad tashuvchilarning tartibli harakati sodir bo'lishi bilan farq qiladi. Bunda magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch harakatlanuvchi alohida zaryad (elektron) larga ta'sir etuvchi kuchlardan iborat, binobarin, ta'sir zaryadlardan ular oqayotgan o'tkazgichga berilishi kerak, degan xulosa kelib chiqadi. Harakatlanayotgan zaryadlarga magnit maydon tomonidan berilgan impuls to'qnashish paytida metallning kristall panjarasi ionlariga yoki elektrolit molekulariga uzatiladi. Bu xulosa bir qator tajribalar asosida tasdiqlanadi. Xususan, erkin harakatlanuvchi zaryadlangan zarralar dastasi magnit maydon ta'sirida og'adi.

Endi harakatlanayotgan zaryadga magnit maydon tomonidan ta'sir qiluvchi kuchning ifodasini topaylik. Buning uchun Amper qonunidan foydalanamiz. Tok kuchi son jihatidan o'tkazgich kesimidan vaqt birligi ichida o'tgan zaryad miqdoriga teng. Agar ayrim zaryadlarning kattaligi q , o'tkazgichning birlik hajmida harakatlanuvchi zaryadlar soni n , ularning tartibli harakat tezligi v va o'tkazgichning ko'ndalang kesimi S bo'lsa, u holda tok kuchi $I = qnvS$ ga teng ekanligini ko'rib o'tgan edik.

Tok kuchining bu qiymatini (3.50) formulaga qo'yib, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$F_A = qnv S \Delta l \sin \alpha$$

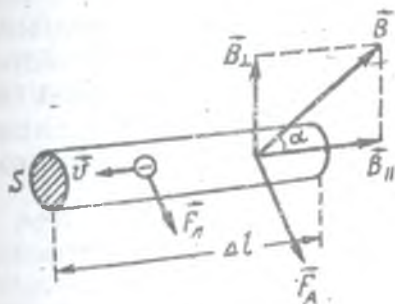
bunda Δl — o'tkazgichning magnit maydondagi qismining uzunligi, α — bilan induksiya vektori orasidagi burchak (149- rasm). O'tkazgichning uzunligidagi harakatlanayotgan barcha zaryadlar soni ; esa shu zaryadlarga ta'sir etuvchi Amper kuchidir. Bundan ko'rinadiki, harakatlanayotgan har bir zaryadga magnit maydoni tomonidan

$$F_s = \frac{F_A}{N} = qv B \sin \alpha \quad (6.1)$$

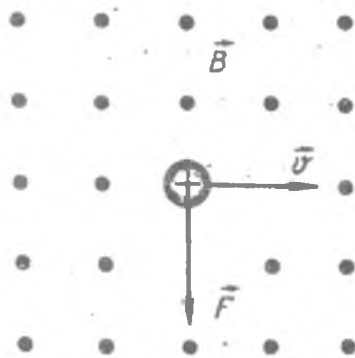
kuch ta'sir etadi. Bu kuch *Lorens kuchi* deb ataladi. Lorens kuchi magnit maydon induksiyasi bilan tezlik vektorlariga perpendikular bo'lib (150-rasm), uning yo'nalishi ham *chap qo'l qoidasiga* asosan aniqlanadi.

Rasmda maydon induksiya vektori o'quvchilarga qarab yo'nalgan.

Agar chap qo'limiz kaftini unga zaryad tezligi \vec{v} ga perpendikular bo'lgan magnit maydon induksiyasining \vec{B} vertikal tashkil etuvchisining chiziqlari kiradigan qilib tutib, yoyilgan to'rt barmoqni musbat zaryad yo'nalishida (yoki manfiy zaryad yo'nalishiga teskari yo'nalishda) ochilsa, u holda 90° ga kerilgan bosh barmog'imizning yo'nalishi zaryadga ta'sir etuvchi F_n Lorens kuchining yo'nalishini ko'rsatadi (149-rasmga qarang).



a)
149-rasm.



b)
150-rasm.

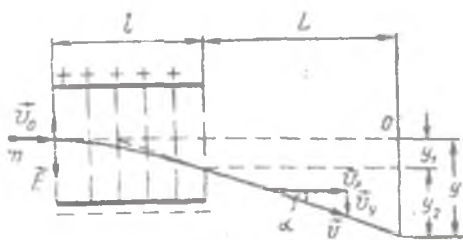
Kuzatilayotgan elementar zaryadga magnit maydondan tashqari elektr maydon ham ta'sir etsa, Lorens kuchi quyidagicha ifodalanadi: uni vektor ko'rinishida yozsak

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v} \vec{B}] \quad (6.2)$$

Lorens kuchi har doim zaryadlangan zarraning yo'nalishiga perpendikular yo'nalgandir, shuning uchun Lorens kuchi zarra ustida ish bajarmaydi. Demak, zaryadlangan zarraga o'zgarimas magnit maydon orqali ta'sir etib, uning energiyasini o'zgartirishi mumkin emas.

68- §. Elektr va magnit maydonlarda zaryadli zarralar harakati

1. Zaryadli zarra bir jinsli elektr maydonda harakatlanayotgan bo'lsin. Elektronlar oqimi dastasini hosil qilish oson bo'lgani uchun elektronlar harakatini qaraylik. Elektron dastasiga tashqi ta'sir bo'lmasa, qarshisida turgan ekranining 0 nuqtasiga borib tushadi (151-rasm). Endi elektron dastasi qoplam uzunligi l bo'lgan zaryadlangan yassi kondensator qoplamalari orasidan o'tib, ekranga kelib tushsin. Bu holatda magnit maydonni nolga teng deb qaraymiz. Kuzatish aniq bo'lishi uchun kondensatorning ustki qoplamasi musbat zaryadlangan bo'lib, elektr maydon kuchlanganligi qoplamaning ustki qismidan pastga qarab yo'nalsin, kondensator ichidagi hosil bo'lgan elektr maydonni bir jinsli deb qaraymiz. Kondensatordan ekrangacha bo'lgan oraliq L bo'lsin. Kondensatorga elektronlar v_0



151-rasm.

boshlangich tezlik bilan kirib, unga elektr maydon tomonidan $e\vec{E}$ kuch ta'sirida o'z harakat yo'nalishlarini U o'qi bo'yicha o'zgartiradi. Kondensatordan chiqqandan keyin oldingi yo'nalishi bilan α burchak hosil qilgan holatda \vec{a} tezlanish bilan tekis tezlanuvchan harakatlanadi. Uning tezlanishi:

$$\vec{a} = \frac{e}{m} \vec{E}$$

Kondensator ichida zaryadning harakatlanish vaqti $t = \frac{l}{v_0}$ bo'lib,

$$y_1 = \frac{1}{2} at^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \left(\frac{l}{v_0} \right)^2 E \quad (6.3)$$

masofaga siljib $v_y = at = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_0} E$ tezlikka ega bo'ladi.

Chizmadan ko'rinadiki, zarra oldingi yo'nalishi bilan

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_x} = \frac{v_y}{v_0} = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_0^2} E$$

burchak hosil qiladi. U vaqtda kondensatordan chiqib, ekranga yetib kelguncha (6.4) nisbatan yana qo'shimcha

$$y_2 = L \operatorname{tg} \alpha = \frac{eL}{m v_0^2} E \quad (6.5)$$

masofaga siljiydi. U vaqtda 0 nuqtaga nisbatan umumiy siljish (6.3) va (6.5) yig'indisiga teng bo'ladi:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{el}{m v_0^2} \left(\frac{1}{2} l + L \right) E$$

Bu ifodani (6.4) e'tiborga olib, quyidagicha ifodalasak ham bo'ladi:

$$y = \operatorname{tg} \alpha \left(\frac{1}{2} l + L \right)$$

bu ifodadan ko'rinadiki, maydondan chiqqan zarra xuddi kondensator markazidan oldingi yo'nalishiga nisbatan (6.4) bilan aniqlanayotgan α burchak hosil qilib harakatlangedek bo'lar ekan.

2. Zaryadli zarra bir jinsli magnit maydonda harakatlansin. Bu holatda tashqi elektr maydon nolga teng. Zaryadli zarra v tezlik bilan bir jinsli magnit maydon induksiya vektoriga tik yo'nalishda kirib kelsa, unga Lorens va markazdan qochma kuchlar ta'sir etib, R radiusli aylana bo'yicha quyidagi tezlanish bilan harakatlanadi:

$$a_n = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} v B \quad (6.6)$$

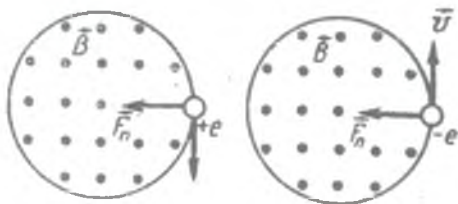
Agar tezlik faqat yo'nalishi bo'yicha o'zgarsa yoki faqat zaryadning ishorasi o'zgarsa ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishi o'zgaradi. Agar ikkalasi birdan o'zgarsa kuch yo'nalishi o'zgarmaydi (152-rasm). Mexanikadan ma'lumki, markazga intilma tezlanish burchak tezlik orqali

$$a_n = \omega^2 R = \omega v \quad (6.6a)$$

ko'rinishda ifodalanar edi. Bu ikkala tenglikning o'zaro tengligidan va ishorasini hisobga olsak,

$$\omega = \frac{e}{m} B \quad (6.7)$$

hosil bo'ladi. Bunga *siklik* yoki *larmor chastotasi* deyiladi. (6.6) va (6.7) tengliklardan foydalanib, solishtirma zaryadlarni hisoblashimiz mumkin.



152-rasm.

Agar zaryad tezligi magnit maydon yo'nalishi bilan qandaydir burchak hosil qilsa, u vaqtda uning harakat trayektoriyasi spiraldan iborat bo'ladi.

69 §. Xoll effekti va uning qo'llanishi

Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'siri (Amper kuchi) o'tkazgichni harakatlantirishi, oriyentirlanishi va aylantirishi mumkin. Agar o'tkazgichni harakatlantira olmaydigan qilib mahkam ushlab turilsa, bu kuch o'tkazgich tarkibidagi zaryadli zarrachalarga ta'sir qiladi;

Lorens kuchi $f = e\upsilon H$, bunda ye-elektronning zaryadi, υ elektronning tezligi, H tashqi magnit maydon.

Lorens kuchi zaryadli zarrachalarga ta'sir qilib, ularni elektr maydon bo'ylab yo'nalgan harakatidan og'diradi. Metall o'tkazgichli elektronlarni chiziqli harakatidan chetlatilgani o'tkazgich tashqarisidagiga nisbatan ancha qiyin bo'ladi, chunki elektronlar uzluksiz ravishda betartib harakat qilib, panjara tugunidagi atomlarga urilib, energiyaning bir qismini yoki batamom berib turadi. Tok o'tayotgan metallning qizib ketishiga ham ana shu sababdir. Umuman panjara tugunidan elektronlarning kristalldagi atomlarning tebrinishi tufayli sochilishi (to'lqin tabiat), to'qnashishi zaryadli zarrachaning elektr maydon ta'siridagi o'tgan yo'lining mo'ljallanganidan ko'ra ortib, qarshilikning ortishiga sabab bo'ladi.

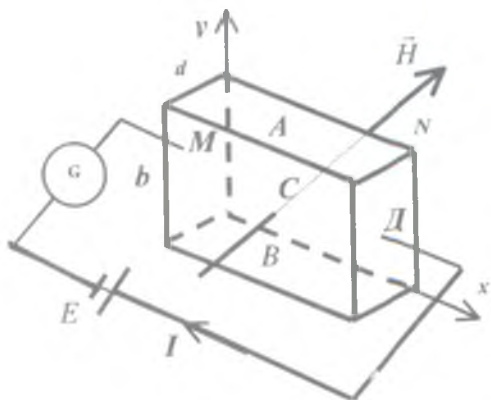
Bu qarshilik tashqi magnit maydonga bog'liq bo'lib, maydon ortishi bilan avval tezroq, so'ngra sekinroq o'sib boradi. Binobarin, S va D yo'nalishida I tok o'tayotgan o'tkazuvchan plastinkani tashqi magnit maydonning H kuch chiziqlariga tik qilib joylashtirsak plastinkaning tok yo'nalishiga tik bo'lgan ekvipotensial sirtidagi ikki A va V nuqtalarida $\varphi_A - \varphi_V$ potensial farq paydo bo'ladi. Bu ikki nuqtadagi potensial farq magnit maydoni yo'q bo'lganda ($H=0$ da) $\varphi_A - \varphi_V=0$ bo'ladi. Bu hodisaga Xoll effekti deb ataladi.

Bu hodisani kuzatish uchun yupqa plastinka olib (153-rasm), uni EYUK E bo'lgan o'zgarimas tok zanjiriga ulaymiz. Zanjirdagi tok va elektr maydon yo'nalishlari bir xil bo'lib, S dan D ga qarab yo'nalgan. Plastinkani magnit maydon qutblari orasiga kuch chiziqlariga tik qilib joylashtirsak, A va V nuqtalarda potensial farq yuzaga keladi.

Vujudga kelgan $\varphi_A - \varphi_V$ potensial farq tok kuchi va magnit maydonga to'g'ri proporsional bo'lib, plastinka qalinligi d ga esa teskari proporsionaldir

$$\varphi_A - \varphi_B = k \frac{IH}{d} \quad (6.8)$$

magnit maydon bo'lmaganda elektronga x-o'qining manfiy yo'nalishida D dan S ga qarab yo'nalgan $eE_x = F$ kuch ta'sir qiladi. Magnit maydon bo'lgach, elektronga u o'qining musbat yo'nalishida $F_y = e\mathcal{O}H$ ga teng bo'lgan Lorens kuchi ta'sir qilib, natijaviy $F = F_x + F_y$ kuch plastinkaning A tarafida manfiy zaryadlar to'planib, V tarafi musbat zaryadlanib qolishiga olib keladi. Zaryadlarning A tomonida to'planishi dinamik muvozanat ro'y bergunga qadar, ya'ni zaryadlarning to'planishi bilan bog'liq bo'lgan potensial farq natijasida hosil bo'lgan yangi elektr kuchi bilan Lorens kuchi tenglashgunga qadar davom etadi.



153-rasm

$$e \frac{\varphi_A - \varphi_B}{d} e\mathcal{O}H \quad (6.9)$$

Agar har bir tok tashuvchi zaryadli zarralarning zaryadini ye, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasidan vaqt birligi ichida unga tik holda o'tayotgan zaryadlarning sonini n deb olsak, u holda tok $I = ne$ bo'ladi. Ma'lumki $n = n_0\mathcal{O}S$ munosabatda n_0 metallning birlik hajmidagi elektronlar soni bo'lib, \mathcal{O} esa uning o'rtacha yo'nalgan tezligi, $S = bd$ plastinka ko'ndalang kesim yuzi. Shunday qilib, tok o'tkazgich plastinkasidan o'tayotgan tok $I = en_0\mathcal{O}S$ ga teng bo'ladi. Tok zichligi

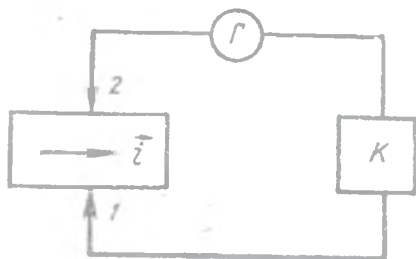
$$i = \frac{I}{S} = en_0\mathcal{O} \quad (6.9a)$$

ga teng. (6.9 a) dan ni aniqlab (6.9) ga qo'ysak

$$\varphi_A - \varphi_B = \frac{1}{ne} \frac{IH}{d} \quad (6.10)$$

ni hosil qilamiz. (6.10) dagi $k = \frac{1}{ne}$ ga Xoll koeffitsenti deyilib, uning

ishorasi zaryad ishorasiga bog'liq. $k > 0$ bo'lishi $\varphi_A - \varphi_B > 0$ ekanligini ko'rsatadi.



154-rasm.

Xoll koeffitsiyenti kompensatsiya metodi yordamida o'lanadi. Buning uchun tekshirilayotgan plastinka K kompensator va galvanometr iborat, 154-rasmda ko'rsatilgandek berk zanjir tuziladi. Kompensatorga plastinkada hosil bo'layotgan potensiallar farqiga teskari ishorali potensial beriladi, toki galvanometr nolni ko'rsatguncha. Bu vaqtda kompensator ko'rsatgan kuchlanish Xoll effektida hosil bo'lgan kuchlanishga miqdor jihatidan teng bo'ladi. Kuchlanishni bilgan holda (6.9) formuladan foydalanib, Xoll koeffitsiyenti hisoblanadi. Tajribada Xoll koeffitsiyentini aniqlash orqali olingan plastinkada zaryad tashuvchining ishorasini va konsentratsiyasini aniqlashimiz mumkin. Agar tekshirilayotgan modda uchun solishtirma elektr o'tkazuvchanligini bilsak, bu moddalardagi zaryad tashuvchilarning harakatchanligini ham aniqlashga imkon beradi. Chunki bu kattaliklar orasidagi bog'lanish

$$j = enb \quad (6.10)$$

iborat edi.

Ko'pchilik metallar uchun (6.10) formula yordamida aniqlangan zaryad tashuvchilarning harakatchanligi $(5,8 - 5,6) \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{c} \cdot \text{B})$ oralig'ida ekanligi quyidagi 8-jadvalda keltirilgan.

8-jadval

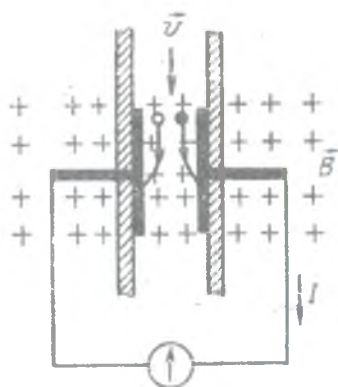
Metallar	Ag	Na	Be	Cu	Au	Li	Al	Cd	Zn
$b, 10^{-4} \frac{\text{m}^2}{\text{c} \cdot \text{V}}$	56	48	44	35	30	19	10	7,9	5,8

Bunday kichik bo'lishining asosiy sababi, elektronlar metallarning kristall panjaralari bilan ko'p to'qnashadi.

Metallarda o'rganilgani kabi Xoll koeffitsiyentini aniqlash orqali yarim o'tkazgichlardan zaryad tashuvchilarning ham konsentratsiyalarini va ularning harakatchanliklarini aniqlash mumkin. Bu yuqorida Xoll effektini klassik nazariya asosida osongina ifodaladik. Ammo, bu hodisa bunchalik oson bo'lmagan, uni kvant fizikasi asosida mukammal qaraladi.

70- §. Elektromagnit maydonda plazma. Magnitogidrodinamik (MGD) generatorning ishlash prinsipi

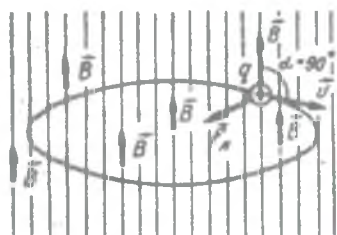
Plazma haqidagi tushunchalar bilan 46-§ da tanishib o'tgan edik. Kosmosdagi jismlar turli nurlanishlar va yuqori harorat ta'sirida kuchli ionlangan plazma holatida bo'ladilar. Gaz bilan plazma orasida quyidagi farq mavjuddir. Birinchidan, magnit maydon ta'sirida plazma juda tez hosil bo'ladi. Chunki, plazma tarkibidagi zarralarga katta miqdordagi Lorens kuchi ta'sir etadi. Bu neytral gazlarda bo'lmaydi. Ikkinchidan, plazma tarkibidagi elektronlar bilan ionlar Kulon kuchi ta'sirida o'zaro juda kuchli ta'siriashadilar. Plazma shuning uchun ham yuqori elektr o'tkazuvchanlikka egadir. Plazmani, yuqori elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan magnit maydonidan oqib o'tuvchi tutash suyuq muhit deb qarab o'rganuvchi astrofizikaning magnitogidrodinamika sohasi ochildi. Bu nazariyaga asosan magnitogidrodinamik generator yasalib, katta miqdorda elektr energiya hosil qilingan. Uning ishlash prinsipi quyidagidan iborat. Plazmamagnit maydon induksiya vektoriga tik ravishda ionlashgan suyuqlik kabi oqib o'tadi (155-rasm). Buning ichiga ikkita plastinka o'rnatilgan bo'lib, ular o'zaro tashqi tomondan ulangan. Plazma tarkibidagi ionlar elektronlar magnit maydoni tomonidan hosil bo'luvchi Lorens kuchi ta'sirida plazma oqimidagi musbat va manfiy zaryadli zarralar qarama-qarshi tomonga harakatlanib, plastinkalarga o'z zaryadlarini berib, tashqi zanjirda elektr energiyasini hosil qiladilar. Agarda magnit maydon yo'nalishini o'zgartirsak yoki plazma oqimi yo'nalishini o'zgartirsak ham potensiallar farqining ishorasi o'zgaradi.



155-rasm.

71-§. Siklotron

Siklotron zaryadlangan zarralar (elektronlar, protonlar, alfa zarralar va boshqa zarralar) harakatini katta (yorug'lik tezligiga yaqin) tezliklargaacha tezlatish uchun xizmat qiluvchi qurilma. Bunday zarralar atom yadrolarini o'rganish, radioaktiv izotoplar olish va shunga o'xshash maqsadlarda foydalaniladi.



156-rasm.

o'zgartirmaydi, chunki Lorens bo'lganligi uchun ish bajarmaydi, o'zgarmaydi. Lorens kuchining o'zgarishsiz bo'lganligi uchun Lorens kuchining ta'sirida kattaligi jihatdan o'zgarmas bo'lgan

$$a_n = \frac{F_L}{m} = \frac{q v B}{m} \quad (6.11)$$

normal tezlanishga ega bo'ladi, normal tezlanish bilan bo'lgan iboratdir. U vaqtda zarra harakatlanayotgan aylananing radiusi normal tezlanish ifodasi

$$a_n = \frac{v^2}{R}$$

formuladan topiladi. Bu ifodaga keltirib qo'yib, hosil bo'lgan tenglamani R ga nisbatan yechsak,

$$R = \frac{m \cdot v}{q B}$$

ni olamiz. $\frac{q}{m}$ nisbat solishtirish zaryad deyiladi.

Shunday qilib, \vec{v} vektor \vec{B} vektorga perpendikular bo'lgan holda zaryadlangan zarra aylana bo'ylab harakat qiladi. Bunday aylananing radiusi zarraning tezligiga va magnit maydon induksiyasiga bog'liq bo'ladi.

Zarraning bir marta aylanishi uchun ketgan vaqtni topaylik. Buning uchun $2\pi R$ aylana uzunligini zarraning v tezligiga bo'lamiz. Natijada quyidagini olamiz:

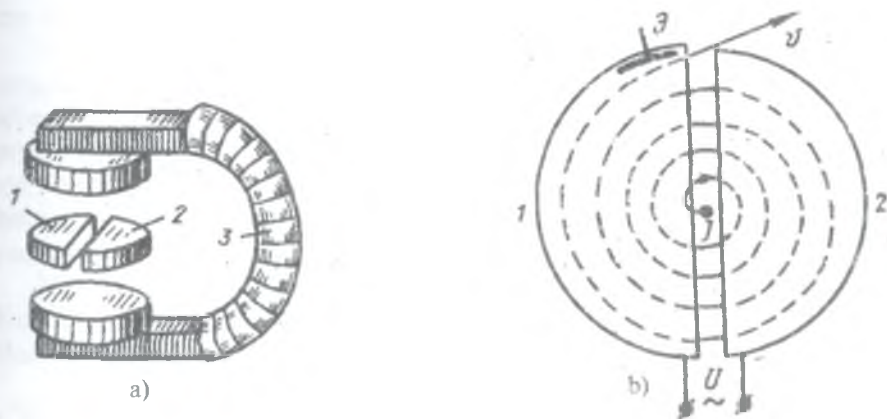
$$T = 2\pi \frac{m}{qB} \quad (6.12)$$

Zarraning aylana bo'ylab aylanish davri uning tezligiga bog'liq bo'lmay, faqat zarraning solishtirma zaryadi va maydonning magnit induksiyasi orqali aniqlanar ekan. Bu hol zaryadli zarralarni bir qancha sikl davomida uncha katta bo'lmagan elektr maydon bilan tezlashtiradigan qurilma — siklotron yasashga imkon beradi. Siklotronning prinsipial sxemasi 157-a rasmda tasvirlangan. Bu asbob *duantlar* deb ataluvchi ikkita uncha baland bo'lmagan yarim doira shaklidagi 1 va 2 metall quticha ko'rinishidagi elektroddan iborat. Havosi so'rib olingan kamera ichiga o'rnatilgan katta elektromagnit qutblari orasiga duantlar joylashgan.

Elektromagnit hosil qilgan maydon bir jinsli va duantlar tekisligiga perpendikularidir. Kameraning markazida duantlar orasida zaryadli zarralar manbai o'rnatilgan bo'ladi. Duantlarga yuqori chastotali o'zgaruvchan

$U_2 = U \sin \frac{2\pi}{T} t$ kuchlanish beriladi va bu kuchlanish duantlar orasidagi

bo'shliqda xuddi shunday chastotali o'zgaruvchan elektr maydonni vujudga keltirib, zarralarni tezlashtiradi. Tezlashtirilgan zarralar ishorasi musbat bo'lsa, manfiy potentsiilli duantning ichki qismiga uchib kiradi, bu joyda elektr maydon deyarli yo'q (chunki duant—metall qutichaning sirti ekvipotensial sirt bo'lib, elektr maydon faqat duantlar orasidagi bo'shliqda



157-rasm.

bo'ladi). Zaryadli zarralar magnit maydon ta'sirida aylana bo'ylab harakatlanib, yarim aylanani bosib o'tgandan keyin yana duantlar orasidagi bo'shliqqa chiqib qoladi (157-rasm). Duantlar orasidagi kuchlanishning o'zgarish chastotasi shunday tanlanadiki, zarra yarim aylanasi o'tib, duantlar orasidagi bo'shliqqa kelgan vaqtda ular orasidagi potentsiallar ayirmasi ishorasini o'zgartiradi. U vaqtda zarra yangidan tezlatilgan bo'ladi va birinchi duantda harakatlanganiga qaraganda kattaroq kinetik energiya bilan ikkinchi duantning ichki qismiga uchib kiradi. Katta tezlikka ega bo'lgan zarra ikkinchi duantda katta radiusli aylana bo'ylab harakatlanadi, biroq uning yarim aylanani o'tish vaqti aslida qolaveradi ((6.12)-formulaga qarang). Shunga ko'ra zarra duantlar orasiga kirgan vaqtda ular orasidagi kuchlanish o'z ishorasini yana o'zgartiradi.

Shunday qilib, agar kuchlanishning o'zgarish chastotasini zarraning (6.12) formula bilan aniqlanadigan aylanish davriga moslashtirilsa, u holda zarra har gal duantlar orasidan o'tganda qU_0 ga teng bo'lgan qo'shimcha energiya porsiyasini olib, spiralga yaqin egri chiziq bo'ylab harakatlanadi (U_0 — generator ishlab chiqargan kuchlanish amplitudasi). Natijada zarra duantlarning chetiga juda katta tezlikda yetib keladi va undan E og'diruvchi elektrod ta'sirida juda katta kinetik energiya bilan chiqadi. Masalan, siklotronda proton 25 MeV energiyagacha tezlatilishi mumkin.

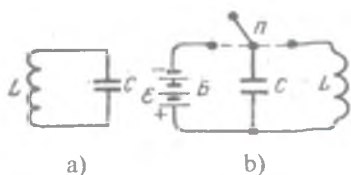
7-bob. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR

72- §. Erkin elektromagnit tebranishlarni hosil qilish

Elektr zaryadi, kuchlanish, tok kuchi, shuningdek, elektr va magnit maydonlarining davriy ravishda (yoki deyarli davriy ravishda) o‘zgarib turish jarayoniga *elektromagnit tebranishlar* deb ataladi.

Elektromagnit tebranishlarni tebranish konturida hosil qilish mumkin. *S kondensator va L induktivlik g‘altigidan tuzilgan elektr zanjiri tebranish konturi deb ataladi (158-a rasm)*. Konturning aktiv qarshiligi juda kichik, ya‘ni deyarli nolga teng deb qaraladi.

Konturda elektromagnit tebranishlarini hosil qilish uchun dastlab kondensatorni zaryadlash kerak. Buning uchun konturni L qayta ulagich yordamida B batareyaga ulaymiz (158-a rasm).



158-rasm.

So‘ngra kondensatorni batareyadan ajratsak, uning qoplamalarida ma‘lum miqdorda qarama-qarshi ishorali zaryad to‘planadi.

Konturda qanday qilib elektromagnit tebranishlar yuzaga kelishini yaqqolroq tasavvur qilish uchun konturdagi tebranishlarni prujinali mayatnik tebranishlari bilan taqqoslab boramiz (159-rasmda tebranish konturi va prujinali mayatnik tasvirlangan). Kondensator zaryadlanmagan va konturda tok bo‘lmagan vaqtda konturning elektr energiyasi ham, magnit energiyasi ham nolga teng bo‘ladi. Muvozanat vaziyatida tinch turgan mayatnikning mexanik (potensial va kinetik) energiyasi ham nolga teng edi.

Vaqtning dastlabki $t_0 = 0$ paytida kondensatorga q zaryadni beramiz. Kondensator qoplamalari orasida elektr maydon hosil bo‘ladi (159-a rasm). Bu vaqtda kontur kondensatorni zaryadlash uchun bajarilgan ish bilan

o‘lchanadigan va kondensatorni elektr maydon energiyasi $\frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2}$ ga teng energiya zahirasiga ega bo‘ladi. Kondensator qoplamalariga zaryad berish

prujinali mayatnikni tashqi kuch ta'sirida muvozanat holatidan chetga chiqarilishi va uning muvozanat holatidan x og'ishiga moc keladi. Bunda prujina $\frac{kx^2}{2}$ ga teng bo'lgan elastik deformatsiyaning potensial energiyasiga ega bo'ladi.

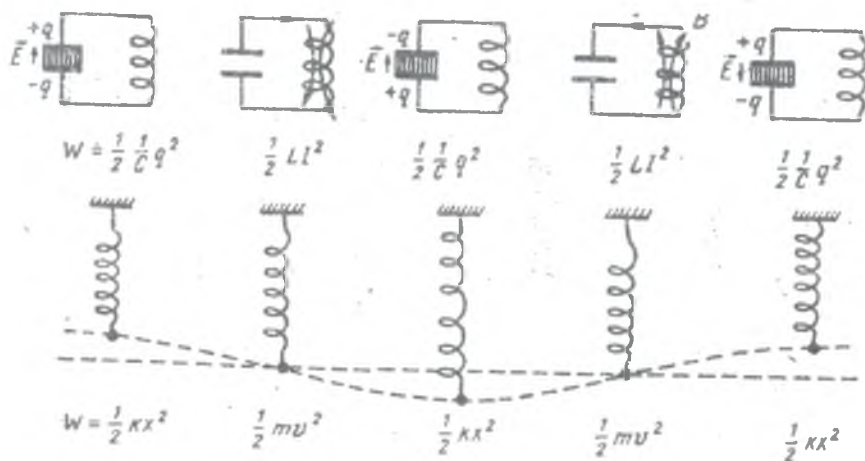
Bundan keyingi paytda kondensator g'altak orqali razradlana boshlaydi. Konturda vaqt o'tishi bilan ortib boruvchi I tok paydo bo'ladi, g'altakda esa magnit maydon yuzaga keladi. Kondensator razradlangan sari uning elektr maydoni zaiflashadi, g'altakning magnit maydoni esa kuchayadi.

Vaqtning $t_1 = \frac{T}{4}$ paytida kondensator to'la razradlanadi, elektr maydon energiyasi nolga teng bo'ladi, tok eng katta qiymatga erishib, magnit maydon energiyasi esa maksimal qiymatga ega bo'ladi. Konturning butun elektr

maydon energiyasi g'altakning magnit maydon energiyasidan $\frac{LI^2}{2}$ iborat

bo'ladi (159-b rasm). Bu bosqich mayatnikda kvazielastik kuch nolga teng va mayatnik energiyasi tufayli harakatni davom ettirishga moc keladi. Bu vaqtda mayatnikning energiyasi butunlay kinetik energiyaga aylanadi va

energiya $\frac{mv^2}{2}$ ifoda orqali aniqlanadi.



159-rasm

Kondensatoridagi zaryadlar nolga teng bo'lishi bilan tok ham nol bo'lishi kerak edi, ammo tok nol bo'lmaydi bu paytda tok uzilgandek voqeya bo'lib induksion g'altakdagi magnit maydon oqimi kamaya boradi. Lens qoidasiga asosan tok uzilishida shu kamaygan tok yo'nalishida elektr tok — o'zinduksiya toki hosil bo'ladi, shunday qilib magnit oqimi kamaya boradi, uning

energiyasi $\frac{LI^2}{2}$ nolga intiladi. Bu induksion tok bo'lishi uchun manfiy zaryadi nol bo'lib qolgan neytral qoplamadan yana elektronlar chiqib, tok hosil qilishda davom etadi, natijada ilgari manfiy zaryadli qoplamadan endi elektron chiqqani uchun musbat zaryadlar ortiqcha bo'lib, u musbat, avval manfiy zaryadlangan qoplama esa endi musbat qoplama bo'lib, kondensator qoplamalardagi zaryadlar turi almashinadi.

Vaqtning $t_2 = \frac{T}{2}$ paytida (159-v rasm) kondensator qoplamalari qarama-qarshi ishorali zaryad bilan to'la qayta zaryadlanadi, tok kuchi esa nolga teng bo'ladi. Natijada, konturning magnit maydon energiyasi yana kondensatorning elektr maydon energiyasiga aylanadi. Biroq bunda elektr maydonning yo'nalishi uning t_0 paytdagi yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi. Vaqtning bu paytiga prujinali mayatnikning tebranishlarida uning potensial energiyasi eng katta bo'lgan eng pastki vaziyati to'g'ri keladi.

Shundan keyin jarayon teskari tartibda takrorlanadi (159-g, d rasm). Oqibat natijada $t_4 = T$ paytida kontur boshlang'ich holatga qaytadi, mayatnik esa eng yuqori vaziyatga o'tadi va yuqoridagi ko'rib o'tilgan jarayonlar yana takrorlanadi.

Shunday qilib, konturda T davrli elektr tebranishlar vujudga keladi. Davrning birinchi yarmi davomida tok bir yo'nalishda, davrning ikkinchi yarmi davomida esa qarama-qarshi yo'nalishda oqadi.

Konturdagi elektr tebranishlar vaqtida kondensatorida elektr maydon energiyasi va induksiya g'altagida esa magnit maydon energiyasi davriy ravishda o'zaro bir-biriga aylanib turadi. Bu xuddi mayatnikning me-xanik tebranishlarida mayatnik potensial va kinetik energiyalarining o'zaro bir-biriga aylanishi singari bo'ladi. Bunday taqqoslashda mayatnikning potensial energiyasi kondensatorning elektr maydon energiyasiga, kinetik energiyasi esa g'altak magnit maydonining energiyasiga, harakat tezligini konturdagi tok kuchiga o'xshatish mumkin. Mayatnik inersiyasi rolini g'altakning induktivligi, mayatnikka ta'sir kiluvchi ishqalanish kuchi rolini konturning aktiv qarshiligi o'ynaydi.

Tebranuvchi sistemaning o'zida paydo bo'ladigan kuchlar (kvazielastik kuchlar) ta'sirida hosil bo'ladigan mexanik tebranishlar xususiy tebranishlar deb atalar edi. Xuddi shunga o'xshash konturda unga biror energiya zapasi berganda hosil bo'ladigan va konturda vujudga keladigan tok bilan tutib turiladigan elektromagnit tebranishlar *xususiy* yoki *erkin elektromagnit tebranishlar* deb ataladi. Bu vaqtda konturning aktiv qarshiligini nol deb qaraladi. Mexanikada erkin tebranishlar garmonik bo'lgani kabi erkin elektromagnit tebranishda zaryad harakatining vaqtga bog'liqligi garmonik bo'lib, quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$q = q_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.1)$$

Demak, zaryad miqdorining davriy o'zgarishi kosinusoidal yoki sinusoidal bo'ladi, chunki bu funksiyalar o'zaro almashinuvchi funksiyalardir.

Yuqoridagi mulohazalardan ko'rinadiki, tebranish davomida energiya turlarining yig'indisi doimiy bo'ladi.

Mexanik so'nmas tebranishda to'liq energiya kinetik va potentsial energiyalar yig'indisiga teng

$$W = W_k + W_n = \frac{mv^2}{2} + \frac{kx^2}{2} = const$$

bo'lsa, so'nmas elektr tebranishda elektr va magnit maydon energiyalar yig'indisiga teng:

$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}$$

bo'ladi. Ayrim paytlarda, masalan, kondensatorda $q = 0$ bo'lgan vaqtda,

to'liq energiya tokning magnit maydon energiyasi $\frac{LI^2}{2}$ ga teng bo'ladi.

Kondensatordagi zaryad maksimum bo'lganda ($I = 0$ bo'lib, $q = q_0$)

to'liq energiya $\frac{q^2}{2C}$ bo'ladi. Tebranish jarayonida energiyalar o'zaro almashinib, tebranish so'nmaydi.

(7.1) dan vaqt bo'yicha olingan birinchi hosilasi \dot{q} zaryadning o'zgarish (ortishi yoki kamayishi) tezligini berib, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi orqali vaqt birligida o'tgan elektr miqdorini ifodalaydi, bu fizik kattalik *tok kuchi* deb yuritiladi, ya'ni

$$i = \frac{dq}{dt} = \dot{q} \quad (7.2)$$

(7.2) tenglamaga zaryadning (7.1) orqali qiymatini qo'ysak,

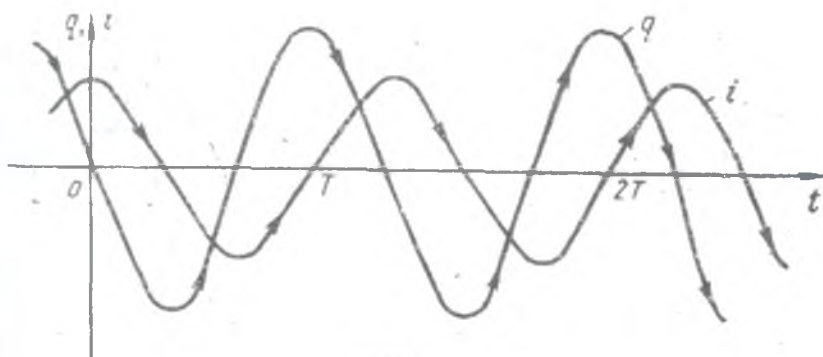
$$i = \frac{d}{dt} [q_0 \cos(\omega t - \varphi)] = -q_0 \omega \sin(\omega t - \varphi) = I_0 \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (7.2a)$$

chiqadi. Bu ifodadan yoki 160- rasmdagi grafikdan ko'rinadiki, har ikkala kattalik zaryad va tok kuchi ham kosinusoidani berib, tok fazasi zaryad fazasidan $\frac{\pi}{2}$ ga oldinda boradi, ya'ni $t = 0$ bo'lsa $q > 0$, $i = I_0$ bo'ladi.

Xuddi zaryad va tok kuchi kabi, kondensator qoplamalaridagi kuchlanish ham garmonik o'zgaradi:

$$U = \frac{q_0}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.2b)$$

Demak (7.1) va 7.26) dan ko'rinadiki, zaryad va kuchlanish bir xil fazada bo'lar ekan. Bu haqda «o'zgaruvchan tok» mavzusida kengroq to'xtalib o'tamiz.



160-rasm.

73- §. Erkin elektromagnit tebranishlar davri va chastotasi

Konturdagi kondensator qoplamalariga berilgan ($\pm q$) zaryad elektr energiyasining razradlanishidagi magnit maydon energiyasiga va aksincha, aylanib turishiga xususiy yoki erkin elektromagnit tebranishlar deyiladi. Sistemaga qancha ko'p energiya berilgan bo'lsa (kondensator va g'altakdan iborat sistemaga) konturdagi tebranish amplitudalari ham shuncha katta bo'ladi.

Kondensator qoplamalaridagi zaryad yoki konturdagi tok bir marta to'liq tebranishi uchun ketgan vaqt oralig'iga elektromagnit tebranishlar

davri deb ataladi. Konturdagi elektr tebranishlarni kvazi elastik kuch ta'sirida ($-kx$) tebranayotgan moddiy nuqtaning tebranishlariga o'xshatish mumkin. Yuqorida qayd qilganimizdek (77) uzluksiz ravishda moddiy

nuqtaning $\frac{kx^2}{2}$ potensial energiyasi $\frac{mv^2}{2}$ kinetik energiyaga aylanib turadi

va aksincha. va energiyalarni konturdagi tebranish energiyasi bilan solishtirsak, konturning potensial energiyasiga, esa g'altakdagi o'zinduksiya magnit maydon energiyasiga mos keladi (159-rasm). Elektr va magnit maydonlarning o'zaro bir-biriga aylanib turishi garmonik qonun (sinusoida yoki kosinusoida)ga ko'ra ro'y beradi.

Vaqtning dastlabki momenti $t=0$ da qoplamalardagi zaryad $\pm q$ bo'lsin. Kalit ulangach (158-rasm) razradlanish boshlanib, konturda I tok g'altakda esa

$$\xi_{ind} = -L \frac{dI}{dt}$$

O'zinduksiya elektr yurituvchi kuch vujudga keladi. Kirxgofning ikkinchi qoidasiga ko'ra ixtiyoriy berk konturdagi kuchlanish tushishlarining yig'indisi elektr yurituvchi kuchga teng. Konturda $Rq0$ bo'lganligi sababli potensial tushuvi faqat kondensator qoplamalaridagina ro'y beradi xolos. Bu esa g'altakda vujudga kelgan o'zinduksiya EYUK ga teng.

Vaqtning keyingi paytlarida qoplamalardagi potensial $\frac{q}{C}$ ga teng bo'lganligidan Kirxgofning ikkinchi koidasi

$$\xi_{ind} = \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} \quad (7.3)$$

ifodadan iborat bo'ladi. Biroq konturdagi tok

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (7.4)$$

ga teng. U holda (7.4) ni yana bir marta differensiallasak, konturdagi zaryadning o'zgarishini ifodalaydigan vaqtga ko'ra ikkinchi tartibli differensial tenglamani hosil qilamiz:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{C} q = 0 \quad (7.5)$$

Bu tenglama mexanikadagi kvazi kuch ta'siridagi m massali moddiy nuqtaning erkin tebranish tenglamasi:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = 0 \text{ ga} \quad (7.6)$$

ko'rinish jihatidan o'xshashdir. Shu sababli (7.6) ning yechimi ham shakli jihatidan (7.5) ning yechimi bilan o'xshash bo'ladi. Faqat (7.6) dagi m

va k larni (7.5) ni L va $\frac{1}{C}$ lar bilan taqqoslash mumkin. U holda konturning tebranish chastotasi:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad \text{va} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

ga teng bo'ladi. $\frac{1}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} = T$ tebranish davriga teng bo'lib, ingliz

fizigi V. Tomson tomonidan aniqlangan. (7.5) ning yechimini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$q = a \cos(\omega_0 t - \varphi) = a \cos\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} - \varphi\right)$$

Yuqoridagi oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki, tok ham garmonik qonunga ko'ra o'zgaradi:

$$I = \frac{dq}{dt} = -a\omega_0 \sin(\omega_0 t - \varphi)$$

O'zgargani bilan faza jihatidan zaryaddan $\frac{\pi}{2}$ ga farq qiladi:

$$I = \frac{q}{LC} \cos\left(\frac{t\omega}{\sqrt{LC}} - \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$$

q zaryad va I tok ifodasidagi a va φ lar boshlang'ich shartlardan aniqlanadi: $t=0$, $q=q_0$ va $I=0$ shu sababli

$$q_0 = a \cos(-\varphi) = a \cos \varphi$$

$$0 = a\omega_0 \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = a\omega_0 \sin \varphi$$

So'nggi sistemaning ikkinchisi o'rinli bo'lishi uchun $\omega_0 a \neq 0$ bo'lganligidan $\sin \varphi = 0$ ning 0 ga yoki $2\pi k$ ga teng ekanligi kelib chiqadi. U holda $\cos \varphi = 0$ va $q_0 = a$ munosabatlar o'rinli bo'ladi. Shunday qilib, konturdagi zaryad va tok uchun boshlang'ich shartlardan foydalansak, quyidagi tenglamalarga ega bo'lamiz:

$$q = q_0 \cos \frac{t}{\sqrt{LC}}, I = \frac{q_0}{\sqrt{LC}} \cos\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} + \frac{\pi}{2}\right)$$

74-§. So'nuvchi elektr tebranish

Yuqorida so'nmas elektr tebranishni tebranish konturidagi kondensator zaryadining garmonik o'zgarishi misolida qarab chiqdik. Kondensatordagi elektr energiya $q^2/2C$ doimiy bo'lgan holda tebranishning so'nmasligini ko'rdik. Endi berk tebranish konturida mavjud bo'lgan qarshiliklar hisobga olinsa, kondensatorda ro'y beradigan kondensatorning zaryadsizlanishini o'rganamiz. Olingan induksion g'altak simlarining qanday moddadan yasalganiga va geometrik o'lchamlariga qarab ularning qarshiligi (R) ham mavjud. Bu qarshilikdan tok o'tishida Joule — Lens qonuniga muvofiq o'tkazgichda issiqlik energiyasi ajralib turadi. Tebranish konturida ham kondensatorning elektr maydon energiyasi, ham g'altak atrofidagi magnit maydon energiyalari asta-sekin kamaya boradi. Qarshiliklar qiymatiga qarab uzoq yoki qisqa vaqt ichida zaryad va tok kuchlarining amplituda qiymatlari nol bo'lib, tebranish to'xtaydi, ya'ni so'nadi.

Elektr zanjirida induktiv g'altakli to'liq zanjir uchun Om qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$i = \frac{U_C - L \frac{di}{dt}}{R}$$

bundan

$$U_c = iR + L \frac{di}{dt} \quad (7.8)$$

Bu tenglamadagi kondensator qoplamlari orasidagi kuchlanishni zaryad miqdori q va elektr sig'ım S orqali $U_c = \frac{q}{C}$ va i ning qiymatini

ham zaryad miqdori orqali $i = \frac{dq}{dt} = \dot{q}$ va $\frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2} = \ddot{q}$ larni (7.8) ga qo'ysak, u zaryadga nisbatan quyidagi ikkinchi tartibli differensial tenglamani hosil qilamiz:

$$-\frac{q}{C} = L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} \quad (7.8a)$$

yoki bu tenglamaning hamma hadini L ga bo'lib, yig'indi shaklida yozsak,

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (7.8b)$$

bo'ladi. Bu ifodadagi $\frac{R}{L} = 2\beta$ va $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ deb belgilab, (7.8b) ga olib borib qo'ysak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 \frac{1}{LC} q = 0$$

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0$$

bu ifodadagi $\beta = \frac{R}{2L}$ tebranishning so'ndirish ko'effitsenti bo'lib, qarshilik qancha kichik, induktivlik qancha katta bo'lsa, tebranish shuncha tez so'nadi. (7.8a) tenglamaning yechimi uning xarakteristik tenglamasining ildizlariga bog'liq. Xarakteristik tenglama

$$\lambda^2 + 2\beta\lambda + \omega_0^2 = 0 \quad (7.9)$$

ga teng. Bu tenglamaning ildizlari $\lambda_{1/2} = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}$ ga teng bo'ladi. Bu yerda uchta xususiy hollar bo'lishi mumkin.

1. $\beta > \omega_0$ bo'lganda λ_1 va λ_2 ildizlar haqiqiy bo'lib, (7.8a) tenglamaning yechimi $q = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} = C_1 e^{(-\beta + \gamma)t} + C_2 e^{(-\beta - \gamma)t} = e^{-\beta t} (C_1 e^{\gamma t} + C_2 e^{-\gamma t})$ ga teng, bunda $\gamma = \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}$ dan iborat. Kondensatordagi zaryadning o'zgarishi aperiodik jarayon bo'lib, vaqt cheksizlikka intilganda

$$\lim_{t \rightarrow \infty} q(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} e^{-\beta t} \cdot \lim_{t \rightarrow 0} (C_1 e^{\gamma t} + C_2 e^{-\gamma t}) \rightarrow 0$$

kondensator qoplamalaridagi zaryad va nihoyat tok ham asimptotik ravishda 0 ga intiladi.

2. $\beta = \omega_0$ bu holda $\lambda_1 = \lambda_2$ bo'lib, ikkinchi tartibli differensial tenglamaning yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$q = C_1 e^{\lambda t} + t C_2 e^{\lambda t} = e^{-\beta t} (C_1 + t C_2) \quad (7.10)$$

bu tenglama ham aperiodik xarakterda bo'lib $C_1 + t C_2$ hadning ortishiga

qaraganda ($t \rightarrow \infty$) da $\frac{1}{e^{\beta t}}$ tezroq kamayadi, $\lim_{t \rightarrow \infty} q(t) = 0$ bo'ladi.

Berk zanjirdagi so'nuvchi tebranish $\beta < \omega_0$ bo'lganda yuz beradi: $\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0$ tenglama kvazielastik va ishqalanish kuchlari ta'sirida massasi m bo'lgan moddiy nuqtaning $m\ddot{x} + \eta \dot{x} + kx = 0$ tenglamasiga o'xshash bo'lib, massa rolini induktiv kattalik, ishqalanish koeffitsienti rolini zanjirining omik (aktiv) qarshiligi o'ynaydi. Ishqalanish natijasida mexanik energiyaning issiqlikka aylangani kabi zanjirda R qarshilik tufayli elektr energiya Joule-Lenz issiqligiga sarf bo'ladi, natijada zanjirdagi elektr tebranishlar so'nadi.

(7.8a) tenglamaning yechimi $\beta < \omega_0$ bo'lganda xarakteristik tenglamaning ildizlari orqali ifodalanadi:

$$\lambda_{1/2} = -\beta \pm i\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

(7.8a) tenglamaning umumiy yechimi

$$q = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} = e^{-\beta t} (C_1 e^{\gamma t} + C_2 e^{-\gamma t}) \quad (7.11)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda $\gamma = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$. (7.11) dagi $e^{\gamma t}$ va $e^{-\gamma t}$ kattaliklarni Eyler funksiyasi yordamida yoyib, hadlarni gruppallasak quyidagi natijani olamiz:

$$q(t) = e^{-\beta t} [(C_1 + C_2) \cos \gamma' t + i(C_1 - C_2) \sin \gamma' t] \quad (7.12)$$

C_1, C_2 lar o'zgarimas integral koeffitsientlari bo'lib, $C_1 + C_2 = a \cos \varphi$, $i(C_1 - C_2) = a \sin \varphi$ deb almashtirsak, (7.12) tenglama

$$q(t) = ae^{-\beta t} \cos(\gamma' t - \varphi) \quad (7.13)$$

ko'rinishga keladi. Bu ifodani hosil qilishda $t = 0$, $q_0 = q$ va $i = \frac{dq}{dt} = 0$

boshlang'ich shartlar nazarga olindi, bunda $\varphi = \arctg \frac{R}{2L\gamma'}$.

(7.13) ni vaqt bo'yicha differensiallab konturdagi tokni topamiz:

$$i = \dot{q}(t) = -\beta ae^{-\beta t} \cos(\gamma' t - \varphi) - ae^{-\beta t} \gamma' \sin(\gamma' t - \varphi) \quad (7.14)$$

bunda $a = \frac{q_0}{\gamma' \sqrt{LC}}$ gateng.

(7.14) ni ma'lum bo'lgan trigonometrik formulalardan foydalanib, tok kuchi i uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$i = -\frac{q_0}{\gamma' LC} e^{-\frac{R}{2L} t} \sin \gamma' t = \frac{q_0}{\gamma' LC} e^{-\frac{R}{2L} t} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (7.14a)$$

Mexanik tebranishlarda bo'lgani singari R qarshilik konturdagi tebranishlarni kamaytirib, u chastotani ham kamayishga, davrni esa orttirishga olib keladi. Bundan tashqari konturda tok bilan q zaryad

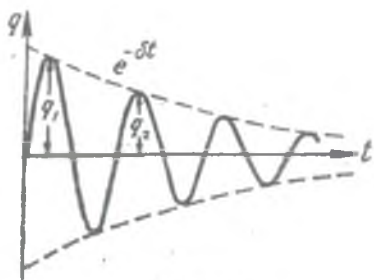
tebranishida faza siljishi φ o'zgaradi. $\frac{R}{2L} \ll \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0$ yoki

$$R < 2\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (7.14b)$$

ya'ni faza siljishi va xususiy chastota o'zgarishi deyarli kam. Taqriban:

$$\gamma' = \sqrt{\frac{1}{LC}} \sqrt{1 - \frac{R^2 C}{4Z}} \approx \frac{1}{LC} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{R^2 C}{4Z} \right]$$

yoki



161-rasm

$$\gamma' \approx \omega_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{R}{2Z\omega_0} \right)^2 \right] \quad (7.14v)$$

Bu hol 161-rasmda tasvirlangan.

$$\frac{R}{2L} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{LC}} \text{ intilganda chastota } 0 \text{ ga}$$

$$\text{davr esa } T = \frac{2\pi}{\gamma'} \rightarrow \infty \text{ ga intiladi. Bunda}$$

$\varphi \rightarrow \frac{\pi}{2}$ bo'lganda $\text{tg}\varphi \rightarrow \infty$ bo'ladi natijada zaryadga va toklarning faza

farqlari $-\frac{\pi}{2} + \varphi \rightarrow 0$ ga intiladi. Nihoyat $\frac{R}{2L} > \frac{1}{\sqrt{LC}}$ bo'lganda chastota mavhum, tebranish konturi aperiodik bo'ladi.

So'nuvchi tebranishlarni xarakterlovchi fizik kattaliklardan biri *so'nishning logarifmik dekrementi* bo'lib, tebranish amplitudasini kamayish tezligini ifodalaydi. *Bir-biridan vaqt jihatdan bir davrga farq qiluvchi amplitudalar nisbatining logarifmi so'nishning logarifmik dekrementidir:*

$$\lambda = \ln \frac{q_1}{q_2} = \ln \frac{q_0 e^{-\beta t} \cos \omega t}{q_0 e^{-\beta(t+T)} \cos \omega(t+T)} = \ln e^{\beta T} = \beta T \quad (7.15)$$

So'nuvchi tebranishni xarakterlovchi fizik kattaliklardan yana biri *tebranish konturining aslligi* bo'lib, u logarifmik dekrementga teskari bo'lgan kattalik bo'lib, *konturning to'la energiyasini bir davrda yo'qotgan energiyasiga nisbatidir:*

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\omega_0}{2\beta} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\pi \frac{W}{\Delta W} \quad (7.16)$$

Bu kuzatilgan holda tebranish konturining qarshiligini kichik deb olamiz. Agar qarshilik katta bo'lsa, elektromagnit tebranish bo'lmasdan, tok juda tez nolga teng bo'ladi. Bu holga *aperiodik tebranish* deyiladi. (Mexanikada 60- § da qarab o'tilgani kabi.)

75- §. Majburiy elektromagnit tebranishlar. Rezonans

Yuqorida ko'rdikki, har qanday tebranish sistemasida ma'lum miqdorda potensial energiyali tebranuvchi kattalikni muvozanat holatdan qo'zg'atib ozod qo'yib yuborilsa, u o'z tebranish davri bilan erkin tebranadi va muhit qarshilik ko'rsatmasa, so'nmasdan harakat qilishi mumkin, ammo amalda muhit qarshiligini yengish uchun tebranma harakat energiyasining ma'lum bir qismi sarf bo'lib, tebranish so'na boshlaydi. Sistemada so'nmas tebranma harakatni hosil qilish uchun uning davriy ravishda sarf qilgan kamayuvchi energiyasini to'ldirib, tashqaridan energiya yetkazib berib turish kerak, bunda tebranish so'nmaydi, sistemaning muhit qarshiligini yengish ishini tashqi kuch bajarib turadi. Xuddi shu kabi, elektr tebranish konturining parametrlari (sig'im, qarshilik va o'zinduksiya) ni o'z vaqtida davriy o'zgaruvchi energiya bilan to'ldirib turish kerak. Shuning uchun S sig'imi, L induktivlik va R qarshilikdan iborat elektr tebranish konturiga ketma-ket qilib o'zgaruvchan EYUK ($E = E_0 \cos \omega t$) (162-rasm) ulanadi. U vaqtda kontur elementlaridagi kuchlanish tushuvlarining yig'indisi shu ulangan EYUK kattaligiga teng bo'ladi:

$$E = L \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = \xi_0 \cos \omega t \quad (7.17)$$

Bu ifodani zaryad orqali ifodalasak, (7.8a) quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

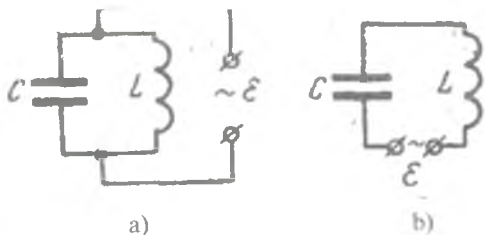
$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{\xi_0}{L} \cos \omega t \quad (7.17)$$

Bu tenglama ikkinchi tartibli chiziqli bir jinsli bo'lmagan differensial tenglamani ifodalaydi.

Uning yechimi ikki yechimdan iborat:

$$q = q_1 + q_2 \quad (7.18)$$

q_1 - yechim (7.17) ning o'ng tomoni 0 ga teng bo'lgandagi bir jinsli tenglamaning yechimi bilan va binobarin yechimning amplituda $q_0 e^{-\beta t}$ qiymati $t \rightarrow \infty$ bo'lganligi sababli (7.18) ning hususiy yechimida ni e'tiborga olmaymiz. ni daraja ko'rsatkichli



162-rasm.

funksiya bilan almashtirsak tenglama osonroq yo'l bilan yechiladi: avval o'zgaruvchan manba, qarshilik, kondensator va induktiv g'altakdan iborat zanjir uchun yozilgan Kirxgofning ikkinchi sistemasini yozamiz:

$$iR + \varphi = \xi_0 - L \frac{di}{dt}$$

bundagi ξ ning o'rniga $\xi_0 \sin \omega t$ qiymatni qo'yib, $q = C\varphi$ dan, C - kondensatorning sig'imi bo'lib, undagi zaryad dt vaqt ichida dq ga o'zgaradi desak:

$$\frac{dq}{dt} = C \frac{d\varphi}{dt}, \text{ yoki}$$

ga teng bo'ladi. YUqoridagi berk kontur uchun yozilgan ifodani yana bir marta vaqt bo'yicha differensiallab $\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{C} i$ ni tenglamaga qo'ysak (7.14) o'rniga quyidagi tokka nisbatan ikkinchi tartibli bir jinsli bo'lmagan chiziqli tenglama hosil bo'ladi:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = \xi_0 \omega \cos \omega t$$

Bu tenglamaning yechimini tok va EYUK φ fazaga farq qiladi deb quyidagi ko'rinishda izlaymiz:

$$i = i_0 e^{i(\omega t + \varphi)}$$

$\cos \omega t$ ni esa $e^{i\omega t}$ qo'rinishda olamiz. U holda

$$\frac{d^2 i}{dt^2} = -i_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \varphi)}, \quad \frac{di}{dt} = i_0 \omega i e^{i(\omega t + \varphi)}$$

larni tenglamaga qo'yib, quyidagini topamiz:

$$-Li_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \varphi)} + i i_0 R \omega e^{i(\omega t + \varphi)} + \frac{1}{C} i_0 e^{i(\omega t + \varphi)} = \xi_0 \omega e^{i\omega t}$$

Bu tenglamaning chap va o'ng tomonlarini $e^{i(\omega t + \varphi)}$ ga bo'lsak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$-Li_0 \omega^2 + i i_0 R \omega + \frac{i_0}{C} = \xi_0 \omega e^{-i\varphi}$$

$$-Li_0 \omega + i i_0 R + i_0 \frac{1}{\omega C} = \xi_0 \cos \varphi - i \xi_0 \sin \varphi$$

yuqoridagi tenglamada ikkita kompleks son bir-biriga teng bo'layotir, bular teng bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$-i_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = \xi_0 \cos \varphi$$

$$i_0 R = -\xi_0 \sin \varphi$$

Bu tenglamalarning birini ikkinchisiga hadlab bo'lib boshlang'ich fazani topamiz:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\omega L - \frac{1}{\omega C}}$$

(A) va (V) tenglamalarni hadma-had kvadratga ko'tarib bir-biriga qo'shsak

$$I_0 = \frac{\xi_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}$$

tok kuchining amplituda qiymatiga ega bo'lamiz.

Biz kondensator qoplamasidagi kuchlanishni aniqlasak,

$$U_C = \frac{q_0}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_{0C} \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.23)$$

bu ifodadagi

$$U_{0C} = \frac{q_0}{C} = \frac{\xi_0}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (7.24)$$

kondensator qoplamasidagi kuchlanishning maksimal amplituda qiymatidir.

Chastotaning (7.6) munosabatni qanoatlantiradigan qiymatida to'liq qarshilik eng kichik qiymatga erishadi, kuchlanish va tok kuchining amplitudasi esa (7.24) va (7.22) formuladan ko'rinadiki, maksimal qiymatga erishadi:

$$U_{0C} = \frac{E_0}{\omega CR} \quad (7.24a)$$

sig'im va induktivlikka ega bo'lgan konturdan kuchlanish va o'zgaruvchan tokning o'tish hodisasi mexanikadagi rezonans hodisasiga o'xshab ketadi. Tok kuchining amplituda qiymati chastotaga bog'liq va chastotaning *rezonans chastota* deb ataladigan muayyan bir ω_p qiymatida maksimal bo'ladi. ning qiymati (7.20 b) ga asosan quyidagiga teng

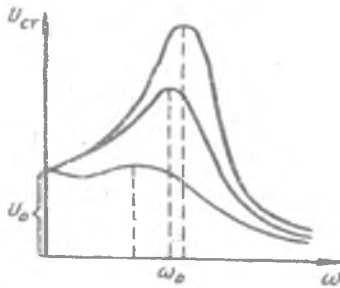
$$\omega_p = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (7.6a)$$

Shunday qilib, tebranish konturida ikki xil elektromagnitik tebranish qiymati (7.7) ifodadan aniqlanadigan doimiy chastotali xususiy tebranish va chastotasi tashqi EYUK ning o'zgarish chastotasi ω ga teng bo'lgan majburiy tebranish bo'lishi mumkin. Agar tebranish konturining xususiy chastotasi ω_0 konturdagi ta'sir qilayotgan EYUK ning o'zgarish chastotasi dan keskin farq qilsa ($\omega_0 \gg \omega$ yoki $\omega_0 \ll \omega$), u holda konturdan o'tayotgan tok kichik bo'ladi. Xususiy tebranishlar chastotasi tashqi EYUK chastotasiga yaqinlashganda tokning amplituda qiymatining ortishi kuzatiladi, har ikkala va chastotalar kattalik jihatdan teng bo'lganda *tok maksimal qiymatga erishadi*.

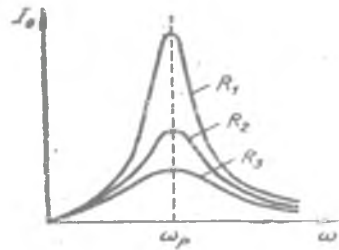
Xususiy va majburiy tebranishlar chastotasi tenglashganda tok kuchining ortishiga *elektr rezonans hodisasi* deb ataladi. Biroq shuni aytish kerakki, konturning aktiv qarshiligi nolga yaqin yoki teng bo'lgandagina ω_0 va ω chastotalar tenglashganda rezonans bo'ladi. Agar tebranish konturida biror aktiv qarshilik bo'lsa, u holda bunday konturning xususiy tebranishlar chastotasi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (7.25)$$

U holda (7.6a) va (7.25) formulalarni taqqoslab, rezonans hodisasi konturning tebranishlar chastotasi dan kattaroq chastotada ro'y berishini ko'ramiz.



163-rasm



164-rasm

164-rasmda bir nechta rezonans egri chiziqlari tasvirlangan, ular turli aktiv qarshiliklarga ega bo'lgan konturlarga tegishli ($R_1 < R_2 < R_3$) Qarshilik qancha kichik bo'lsa, egri chiziqning maksimumi shuncha o'tkirroq bo'ladi. Demak, xususiy tebranishlarning so'nishi kamroq bo'lganda, konturdagi

tok kuchining amplituda qiymati kattaroq va rezonans egri chizig'i o'tkirroq bo'lar ekan. Katta qarshiliklarda rezonans egri chizig'ining o'tkirligi kamroq bo'lishi rasmdan ko'rinib turibdi.

Rezonans vaqtida tok kuchining o'sishi bilan bir qatorda sig'im va induktiv qarshiliklardagi kuchlanishlar ham keskin ortadi. Bu kuchlanishlar kattalik jihatidan tenglashib, tashqi kuchlanishdan bir necha marta oshib ketadi. Haqiqatan ham rezonans hodisasi ro'y berayotgan vaqtda sig'im qarshilikdagi kuchlanishning amplituda qiymati

$$U_{oc} = I_0 R_C = \frac{I_0}{C\omega_r} = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (7.26)$$

ifodadan, induktiv qarshilikdagi kuchlanishning amplituda qiymati esa

$$U_{oL} = I_0 R_L = I_0 \omega_r L = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (7.27)$$

ifodadan aniqlanadi. Agar zanjirning aktiv qarshiligi R kattalik jihatidan

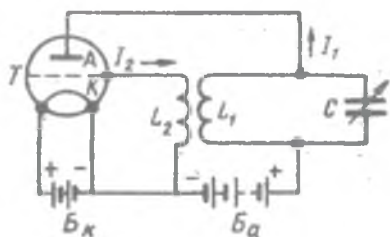
$\sqrt{\frac{L}{C}}$ ifodadan juda kichik ($R \ll \sqrt{\frac{L}{C}}$) bo'lsa, u holda tashqi qarshilikning amplituda qiymati $U_0 = I_0 Z = I_0 R$ ifodadan aniqlanadi. Bundan $U_{oc} = U_{oL} \gg U_0$ ekanligini ko'rsatish mumkin. (7.26) va (7.27) ifodalarni taqqoslab rezonans vaqtida konturning sig'im va induktiv qarshiliklari ham bir-biriga teng bo'lishini ko'ramiz.

Konturdagi zaryad va kuchlanishning chastotalarga bog'liqligi (7.19a) (7.24) dan ko'rinishidan tok rezonansi kabi kuchlanish va zaryad rezonanslari ham mavjuddir. Bu ikki kattalikning rezonans egriliklari bir xil (163-rasm).

Elektr zanjiridagi rezonans juda katta ahamiyatga ega. Masalan, faqat rezonans hodisasi tufayligina radioaloqa bo'lishi mumkin.

76- §. Lampali generator yordamida elektromagnit tebranishlarni hosil qilish

Biz hozirgacha ko'rib kelgan majburiy elektromagnit tebranishlar elektr stansiyalarda generatorlar hosil qiladigan o'zgaruvchan kuchlanish ta'siri ostida paydo bo'ladi. Bunday generatorlar yuksak (bir necha gersdan ortiq) chastotali tebranishlar hosil qila olmaydi. Radiotexnikada esa 50—100 kGs dan tortib to $10^5 - 10^6$ kGs gacha bo'lgan yuksak chastotali tebranishlar qo'llaniladi.



165-rasm.

1913 yili uch elektrodli elektron lampa yordamida yuksak chastotali soʻnmas elektromagnit tebranishlar hosil qilish usuli kashf etiladi. Bu usul bilan tebranishlarni hosil qilishning oddiy sxemasi 165-rasmda koʻrsatilgan va bunday qurilma *lampali generator* deb ataladi. Lampali generator oʻzgarmas tok energiyasini oʻzgarmas amplituda va yuksak chastotali oʻzgaruvchan tok energiyasiga aylantiradi. Lampali

generator quyidagi qismlardan iborat: 1) elektromagnit tebranishlar hosil qilinadigan tebranish konturi;

2) konturda soʻnmas tebranishlar boʻlib turishi uchun zarur boʻlgan energiya manbai va 3) tok manбайдan konturga energiya berishni avtomatik rostlab turuvchi uch elektrodli elektron lampa — triod.

Lampali generator ishlashi uchun anod toki oʻzgarishi natijasida hosil boʻluvchi EYUK bilan tebranish konturida hosil boʻluvchi toklarning fazadari bir xil boʻlishi shart. Biz kuzatayotgan sxemada induktiv gʻaltakni anod zanjiriga (L_1) ulash orqali moslaymiz. Anod zanjirida tebranish konturining boʻlishiga *teskari bogʻlanish* deyiladi.

165- rasmda koʻrsatilgan sxema boʻyicha lampali generatorning ishlash prinsipini quyidagichatushuntirish mumkin. Tebranish konturigatriod orqali oʻzgarmas tok manbai B_a ulangan. Lampaning toʻri va katodi orasiga tebranish konturining L_1 gʻaltagi bilan induktiv bogʻlangan L_2 gʻaltak ulangan. CHoʻgʻlatish batareyasi B_x ulanganda lampadan tok oʻta boshlaydi (lampa «ochiladi») va anod zanjirida maʼlum vaqt davomida oʻsuvchi I_1 tok paydo boʻladi (165-rasmda tokning yoʻnalishi strelkalar bilan koʻrsatilgan). Bu tok, *hirinchidan*, kontur kondensatorini zaryadlaydi, *ikkinchidan* L_1 gʻaltakda magnit maydoni hosil qiladi. Bu magnit maydonning induksiya oqimi L_2 gʻaltakni ham kesib oʻtadi. Bu maydon vaqt davomida ortadigan boʻlgani uchun Lens qoidasiga muvofiq L_2 gʻaltakda I_2 tokka qarama-qarshi yoʻnalgan I_2 tok induksiyalanadi. I_2 toki lampaning toʻrini manfiy zaryadlaydi (tokning yoʻnalishi elektronlar harakati yoʻnalishiga qarama-qarshi ekanligidan I_2 tokda elektronlar toʻrga qarab harakatlanadi, unda toʻplanib, uni manfiy zaryadlaydi), shuning uchun lampa «berkiladi».

Shunday qilib, lampa kondensatorni zaryadlaydi, soʻngra anod zanjirini uzib qoʻyadi, binobarin, konturni energiya manbai B_a batareyadan uzib qoʻyadi.

Kondensatori zaryadlangan konturda 72-§ da ko‘rib o‘tganimizdek tartibda elektromagnit tebranishlar hosil bo‘laveradi. Davrning ikkinchi choragi davomida tok kondensatorni qayta zaryadlaydi va to‘xtaydi. Bu vaqtda L_1 g‘altakning magnit maydoni, demak, L_2 , g‘altakning ham magnit maydoni zaiflashadi, shuning uchun elektromagnit induksiya hodisasiga muvofiq L_2 to‘r g‘altagidagi tok avvalgi yo‘nalishida o‘tishda davom etadi, binobarin, to‘r qo‘shimcha manfiy zaryad oladi va lampa «berkligicha» qoladi.

Davrning ikkinchi yarmida konturda teskari (I_1 ga qarama-qarshi) yo‘nalishda tok o‘tadi. avval, davrning uchinchi choragida kuchayadi, so‘ngra, davrning to‘rtinchi choragida susayadi. Shuning uchun L_2 to‘r g‘altakda tokning yo‘nalishi ham qarama-qarshi tomonga o‘zgaradi va to‘rning zaryadi kamaya boshlaydi. Davrning oxiriga kelib bu zaryad tamom bo‘ladi, lampa «ochiladi» va lampa kondensatorlarni zaryadlaydi. So‘ngra bayon qilingan jarayon qaytadan boshlanadi.

Shunday qilib, *lampa davriy ravishda — tebranishlarning har davri boshida konturga anod batareyasidan energiya beradi. Bunine natijasida konturda so‘nmas elektromagnit tebranishlar yuzaga keladi.*

Tebranish konturida olinadigan yuksak chastotali toklar sanoatda keng qo‘llaniladi. Masalan, yuksak chastotali toklar yog‘ochni quritish, metall buyumlar sirtini chiniqtirish va eritish pechlarida ishlatiladi. Yuksak chastotali toklar yordamida metallarni juda tez eritish mumkin, bu hol oson bug‘lanib ketuvchi moddalarning qotishmalarini olishda muhim shart hisoblanadi.

Hozirgi vaqtda yuksak chastotali toklar tibbiyot (elektrodiatermiya)-da muvaffaqiyatli qo‘llanilmoqda.

7-bob.
O'ZGARUVCHAN TOK

77- §. O'zgaruvchan tok hosil qilish

To'g'ri turtburchak shaklidagi ramka ko'rinishida o'tkazgich olib, uning magnit maydon induksiyasi \vec{B} bo'lgan bir jinsli magnit maydonga joylashtiramiz va uni OO_1 o'q atrofida ω burchak tezlik bilan tekis aylantirganimizda (166- rasm), ramkaning yuzasini kesib o'tuvchi magnit induksiya oqimi yuzaga o'tkazilgan normalga nisbatan ham kattaligi, ham yo'nalishi jihatidan uzluksiz o'zgarib boradi, ya'ni

$$\Phi = BS \cos \omega t = BS \cos \alpha \quad (8.1)$$

natijada elektromagnit induksiya qonuniga asosan, ramkada o'zgaruvchan induksiya EYUK vujudga keladi:

$$\xi_i = - \frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t = \xi_0 \sin \omega t \quad (8.2)$$

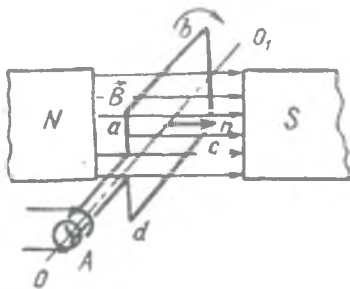
Bu ifodada V , S va ω o'zgarimas bo'lgani uchun $BS\omega = E_0$ bo'lib, induksiya EYUK ning amplituda qiymatidir.

EYUKning ixtiyoriy vaqtdagi qiymatini (8,2) formula bo'yicha hisoblab topish mumkin. Shuning E_i kattalikka EYUKning ixtiyoriy berilgan vaqtdagi qiymati yoki oniy qiymati deyiladi.

Ramka uchlaridagi halqaga (166-rasm) qarshiligya R bo'lgan o'tkazgich ulasak, undan tok o'ta boshlaydi. Bu tokni Ohm qonunidan foydalanib, ayni vaqtda ramkadan oqayotgan induksion tokning kuchini hisoblab topish mumkin:

$$i = \frac{\xi_i}{R} = \frac{\xi_0}{R} \sin \omega t$$

Bu formulada $\frac{\xi_0}{R}$ kattalik maksimal tok kuchiga teng bo'lib, tok kuchining amplituda

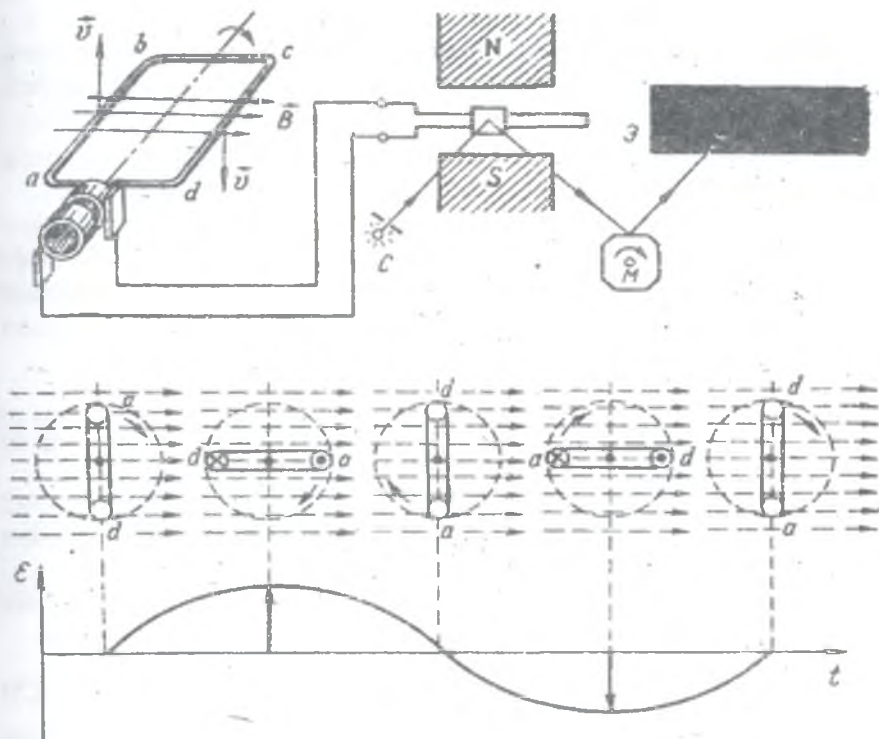


166-rasm.

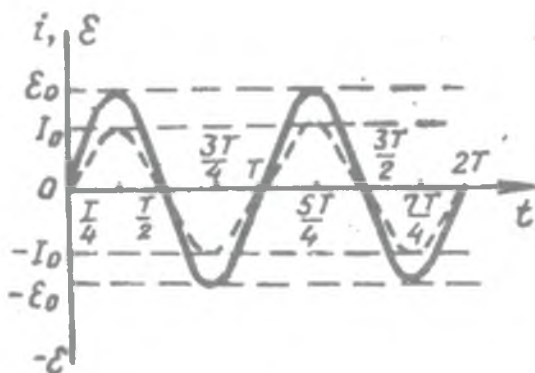
qiymati deyiladi. Bu kattalikni I_0 bilan belgilanib, ixtiyoriy vaqtdagi tok kuchini, ya'ni tok kuchining oniy qiymati uchun quyidagi formulani yozish mumkin:

$$i = I_0 \sin \omega t \quad (8.3)$$

Agar hosil bo'lgan tokning oniy qiymati zanjir qismlarining hamma nuqtalarida deyarli bir xil qiymatga ega bo'lsa, bunday o'zgaruvchan toklarga kvazistatsionar tok deyiladi. Biz kvazistatsionar tok qonunlarini o'rganamiz. (8.3) formuladan ko'rinadiki, ramka bir jinsli magnit maydonda bir tekis aylanganida, hosil bo'lgan induksion tok kuchi sinusoidal qonun bo'yicha o'zgarar ekan. Buni kuzatish maqsadida absd ramka o'rami uchlariga ossillograf ulaymiz (167-a rasm). O'ram magnit maydonda yuqorida aytganimizdek tekis aylanma harakat qilganida ramkada hosil bo'luvchi induksion EYUK va tokning grafigi sinusoida shaklida ekanligini



167-rasm.



168-rasm.

ossillografning E ekranida ko'ramiz. 167-b, v rasmda o'ram bir marta to'la aylanganda induksion EYUK ning hosil bo'lishi ko'rsatilgan. Unda ramkaning ad tomoni magnet maydon induksiya vektoriga nisbatan qanday joylashganligi (167-6 rasm) va induksion EYUK grafigi (167-v rasm) ko'rsatilgan.

168-rasmda EYUK bilan tok kuchining vaqtga bog'lanish grafigi ko'rsatilgan. Grafik sinusoidadan iborat. EYUK va induksion tok kuchining grafigidan induksion tok kattaligi jihatidan ham, yo'nalishi jihatidan ham o'zgarishi ko'rinib turibdi.

Kattaligi va yo'nalishi jihatidan o'zgaradigan tokka o'zgaruvchan tok deyiladi. Kattaligi va yo'nalish jihatidan sinusoida qonuniga muvofiq ravishda davriy o'zgaradigan tok sinusoidal o'zgaruvchan tok deyiladi.

Ramkaning magnet maydonda aylanishining ω burchak tezligiga teng bo'lgan kattalik o'zgaruvchan tokning davriy chastotasi deb ataladi.

O'zgaruvchan tok kuchining bir marta to'la tebranishi uchun ketgan vaqt oraligi (T) ni o'zgaruvchan tokning davri deyiladi. Bir sekundda o'zgaruvchan tok kuchining to'la tebranishlar soni (ν) ga o'zgaruvchan tokning chastotasi deb ataladi. Bu kattaliklar orasida quyidagicha bog'lanish mavjud:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \quad (8.4)$$

(8.2) va (8.3) formulalardagi ωt kattalikni o'zgaruvchan tokning fazasi deb ataladi, u vaqtning ixtiyoriy paytida o'zgaruvchan EYUK bilan o'zgaruvchan tok kuchining kattaligini aniqlaydi.

Umuman olganda, tokning tebranishlar fazasi EYUK ning o'zgarish fazasi bilan to'g'ri kelishi shart emas. Shuning uchun umumiy holda

$$i = I_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (8.5)$$

ko'rinishda yozishimiz ham mumkin, bu yerda φ — tok bilan EYUK ning tebranishlar fazasi orasidagi farq.

78- §. Tok va kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymati

(8.2) va (8.3) formulalardan ko'rinadiki, EYUK ning eng katta qiymatiga tokning ham eng katta qiymati to'g'ri keladi. Buning aksicha, EYUK nolga teng bo'lganda tok ham nolga teng bo'ladi. Bu holda EYUKning o'zgarishlari bilan tokning o'zgarishlari bir xil fazada bo'ladi. deyiladi.

Kuchlanish va tok fazalari bir-biriga moc keladigan o'tkazgichning qarshiligiga aktiv qarshilik deyiladi. Aktiv qarshilikka ega bo'lgan o'tkazgichda tok energiyasi boshqa tur energiyaga aylanadi.

Tok o'zgarishining bir to'la davri ichida tok kuchi har xil paytlarda qanday kattalikdagi qiymatlarga erishmasin, uning o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi. Demak, o'zgaruvchan tokning qiymatini bu kattalik bilan baholab bo'lmaydi. O'zgaruvchan tok kuchini baholashda uning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydigan ta'siri, masalan, tokning issiqlik ta'siri tanlanadi. Darhaqiqat, agar ma'lum bir qarshilikka ega bo'lgan o'tkazgichdan I tok o'tsa, unda o'tkazgichda ajralgan issiqlik miqdori tok kuchi kvadratiga proporsional bo'ladi, ya'ni tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi.

O'tkazgichda birday vaqt ichida o'zgaruvchan tok ajrata oladigan miqdorda issiqlik ajrata oluvchi o'zgarmas tokning qiymatiga teng bo'lgan o'zgaruvchan tokning qiymati uning ta'sir etuvchi yoki effektiv qiymati deb ataladi.

Sinusoidal o'zgaruvchan tok uchun tokning I_{eff} effektiv qiymati bilan I amplituda qiymati orasidagi borlanishni topish uchun o'zgaruvchan va o'zgarmas toklar R qarshilikdan o'tib vaqt birligida Joule—Lens qonuni bo'yicha ajralgan issiqlik miqdorining tengligidan foydalanamiz:

$$Q = I^2 R = I_{\text{eff}}^2 R = \frac{1}{T} \int_0^T i^2 R dt$$

Bu ifodadan tok kuchining effektiv qiymatini topsak

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} = \sqrt{\frac{I_0^2}{\omega T} \int_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t)} \quad (8.6)$$

$\sin^2 \omega t$ ni $\frac{1}{2}(1 - \cos 2\omega t)$ bilan almashtirib, integralning o'zini hisoblaymiz:

$$\int_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t) = \frac{\omega T}{2} - \left(\frac{1}{4\omega} \sin^2 \omega t \right)_0^T$$

qavsdagi ifoda nolga teng, u vaqtda ifodani (8.6) ga olib borib qo'ysak,

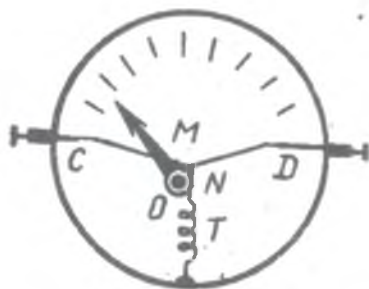
$$I_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{I_0^2}{\omega T} \cdot \frac{\omega T}{2}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \quad (8.7)$$

Shunday qilib, sinusoidal tok uchun tok kuchining effektiv qiymati amplituda qiymatidan $\sqrt{2}$ marta kichikdir. Xuddi shuningdek EYUK va kuchlanishning effektiv qiymati ham amplituda qiymatidan marta kichik bo'ladi;

$$\xi_{\text{эф}} = \frac{\xi_0}{\sqrt{2}}, \quad U_{\text{эф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \quad (8.7a)$$

O'zgaruvchan tok zanjirlarida tokni va kuchlanishni o'lchash uchun ko'rsatishlari tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lmagan asboblari ishlatiladi. Bunday asboblarni issiqlik o'lchov asboblari deb ataladi.

Issiqlik o'lchov asboblarning asosiy qismi CD sim tolasidan iborat bo'lib, uning o'rtasiga ikkinchi MN ip ulangan. Bu ip O blok orqali T prujina bilan tortilib turadi (169-rasm).



169-rasm.

Blokka strelka o'rnatilgan. O'lchanadigan tok S va D klemmalarga berilib, CD toladan o'tkaziladi. Ajraladigan issiqlik ta'sirida CD sim qiziydi va bu qizish tufayli uzayadi. CD sim uzayganda MN ipni T prujina ko'proq tortadi, natijada blokka o'rnatilgan strelka buriladi. CD simdan o'tuvchi tokning kuchi qancha katta bo'lsa, sim shuncha ko'p uzayadi va strelka shuncha ko'p og'adi. Shunday qilib, shkalani tegishli darajalab olgach,

asbobdan o'tayotgan tok kuchini o'lchash mumkin. Bu asboba ketma-ket qo'shimcha qarshilik ulab, voltmetr sifatida ishlatish mumkin.

79- §. O'zgaruvchan tok zanjirida qarshilik

Induktivlik va sig'imi juda kichik, hisobga olmasa ham bo'ladigan zanjirga o'zgaruvchan tok generatoridan

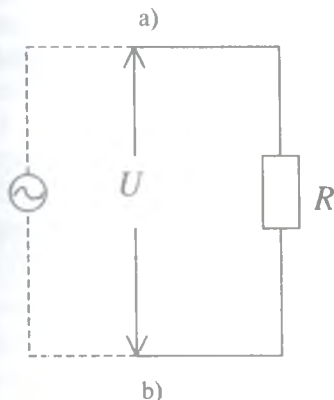
$$i = I_0 \sin \omega t$$

tok berilganda zanjirda qanday hodisa bo'lishini qarab chiqaylik. Buning uchun 170-rasmda keltirilgan zanjirdan foydalanaylik. 77- § da ko'rganimizdek.

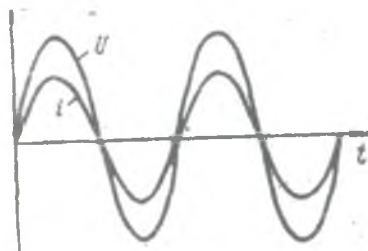
EYUK bilan tok kuchi birdek fazada, u vaqtda zanjirning ab qismidagi zanjir qarshiligi R bo'lganda kuchlanish kamayadi.

$$U = iR = I_0 R \sin \omega t = U_0 \sin \omega t \quad (8.8)$$

Bu ifodadagi $U_0 = I_0 R$ — kuchlanishning amplituda qiymatidir. Qarshilikdagi tok kuchi va kuchlanish tebranishni grafik ravishda ifodalasak 171-rasmdagidek ko'rinishga ega bo'ladi ($R > 1$ bo'lganda). Bu grafikdan

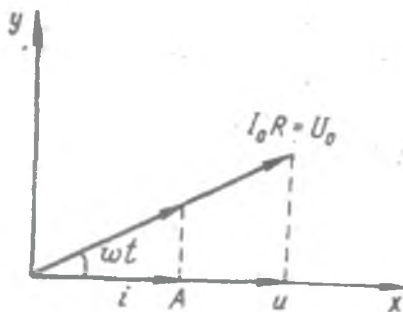


170-rasm.



171-rasm.

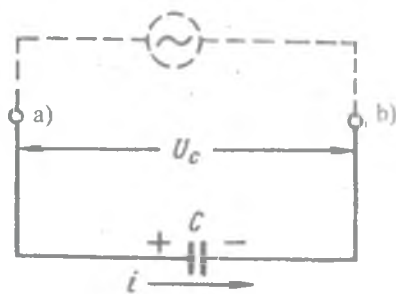
ko'rinadiki, kuchlanish qay vaqtda maksimal qiymatga ega bo'lsa, tok kuchi ham shu vaqtda maksimal qiymatga ega va aksincha, kuchlanish nolga teng bo'lgan vaqtda tok kuchi ham nolga tengdir. Mexanikada tebranma harakatlarni vektor diagrammalarda ifodalaganimizdek, elektrda ham vektor diagrammalardan foydalanamiz. Buning uchun toklar o'qi tushunchasini kiritamiz. Tokning tebranishi shu toklar o'qi yo'nalishi bo'yicha moc tushadigan qilib tanlab olinadi. Yuqoridagi kuzatayotgan holatimizda toklar o'qi yo'nalishida fazalar farqi bir xil bo'lgan kuchlanish yo'nalgan bo'ladi. Uning amplituda qiymati $U_0 = I_0 R$. 172-rasmda ifodalangan vektor diagrammadir.



172-rasm.

80- §. O'zgaruvchan tok zanjirida sig'im

Qarshiligi va induktivligi deyarli nolga teng bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjiriga kondensator ulangan bo'lsin (173-rasm). U vaqtda sig'imi S bo'lgan kondensator qoplamalari orasida zaryadlarning ko'chishi ro'y berib, zanjirdan tok o'ta boshlaydi. Boshlanishida kondensator qoplamasining



173-rasm.

biridan zaryad (elektron) ketishi bilan bu qoplama musbat potensialga, ikkinchi zaryadni qabul kilayotgan qoplama esa manfiy potensialga ega bo'lib, kondensatorning umumiy potentsiali ularning yig'indisiga teng bo'lib maksimal qiymatga ega bo'ladi, bu vaqtda zanjirdan o'tayotgan tok nolga teng bo'ladi. Kondensator qoplamalaridagi kuchlanish nolga teng bo'lganda esa, tok kuchi maksimal qiymatga ega bo'ladi. Chunki, ulangan o'zgaruvchan tok manbai berayotgan tok

$$i = I_0 \sin \omega t \quad (8.9)$$

oqib o'tayotgan zaryad esa

$$q = \int i dt = I_0 \int \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos \omega t \quad (8.10)$$

ga teng. Kondensator qoplamalaridagi kuchlanish

$$U = \frac{q}{C} = \frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t = -\frac{I_0}{\omega C} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (8.11)$$

bo'ladi.

(8.3) bilan (8.10) ni taqqoslasak, konturdagi kuchlanishning tebra-

nishi tok kuchining tebranishidan $\frac{\pi}{2}$ fazaga orqada qolar ekan. Demak, tok kuchining amplituda qiymati kuchlanishning amplituda qiymatidan

$\frac{T}{4}$ davr oldin hosil bo'ladi. Chunki, tok ma'lum vaqtgacha bir yo'nalishda

borganda kondensatoridagi zaryad miqdori ham ortib boradi. Tok kuchi maksimumdan o'tib, kamaya borganda ham zaryad orta borib, maksimumga yetganda tok kuchi nolga teng bo'ladi (174-rasm).

(8.11) dan kondensator qoplamasidagi kuchlanishning maksimal (amplituda) qiymatini aniqlasak,

$$U_0 = \frac{I_0}{\omega C} \quad (8.11a)$$

Bu ifodani zanjirning bir qismi uchun Om qonuni bilan solishtirsak,

$\frac{1}{\omega C}$ qarshilik rolini o'ynar ekan.

Shuning uchun bu ifodani

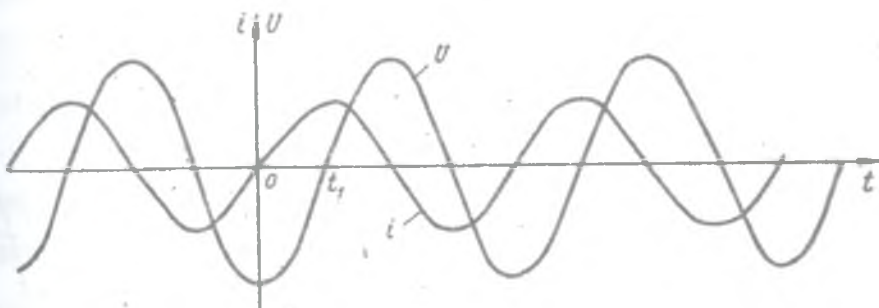
$$R_c = \frac{1}{\omega C} \quad (8.12)$$

sig'im qarshilik deyiladi.

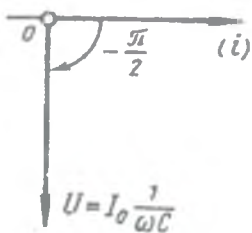
(8.11) dan ko'rinadiki, kondensator qoplamalaridagi zaryad sig'imga to'g'ri proporsional bo'lgani uchun, sig'im qancha katta bo'lsa, zanjir bo'ylab ko'chuvchi zaryad ham shuncha ko'p bo'ladi. Chastota qancha katta bo'lsa, kondensator shuncha tez zaryadlanadi va razradlanadi. Demak, zanjir bo'ylab vaqt birligida shuncha ko'p zaryad o'tadi. Shuning uchun chastota va sig'im qancha katta bo'lsa, sig'im qarshilik shuncha kichik bo'lib, tok ko'p o'tadi.

(8.9) va (8.11) ni grafik ravishda ifodalasak, 175-rasmdagi grafik hosil bo'ladi.

Olingan kattaliklarni vektor ko'rinishda ifodalasak, kuchlanish vektori tok o'qi bilan moc kelmasdan, u bilan 176- rasmda ko'rsatilgandek $-\frac{\pi}{2}$ burchak hosil qiladi.



175-rasm.

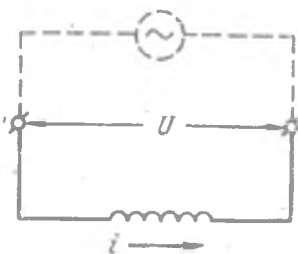


176-rasm.

(8.12) ga SI sistemasida davriy chastota va sig'im birliklarini qo'ysak, qarshilik birligi Om kelib chiqadi. Kondensatordan o'tayotgan tok issiqlikka aylanmayotganligi uchun sig'im qarshiligiga reaktivlik qarshilik deyiladi.

(5.11) ga SI sistemasida davriy chastota va sig'im birliklarini qo'ysak, qarshilik birligi Om kelib chiqadi. Kondensatordan o'tayotgan tok issiqlikka aylanmayotganligi uchun sig'im qarshiligiga reaktiv qarshilik deyiladi.

81- §. O'zgaruvchan tok zanjirida induktivlik



177-rasm.

O'zgaruvchan tok zanjiriga faqat induktivligi L bo'lgan g'altak ulangan bo'lsin (177-rasm). U vaqtda bu zanjirdan o'tayotgan tok sinusoidal bo'lib, quyidagicha ifodalangandir.

$$i = I_0 \sin \omega t \quad (8.3)$$

Induktiv g'altakdan bunday o'zgaruvchan tok o'tishida o'zinduksiya EYUKi hosil bo'ladi. U quyidagicha ifodalanadi:

$$\xi_i = -L \frac{di}{dt}$$

U vaqtda g'altak ulangan qismdagi potensialning tushuvi ham shu EYUK ga mikdor jihatidan teng bo'ladi. Agarda tok yo'nalishi rasmda ko'rsatilgandek bo'lsa, ya'ni

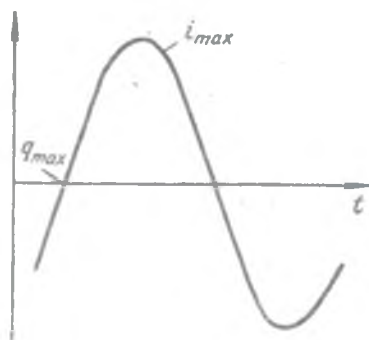
$$U = -\xi_i = L \frac{di}{dt} \quad (8.13)$$

(8.13) ga (8.3) ifodani keltirib qo'ysak, g'altakdagi kuchlanishning tebranish ifodasi kelib chiqadi:

$$U_L = L \frac{di}{dt} = I_0 L \omega \cos \omega t = I_0 L \omega \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (8.13a)$$

(8.13") bilan (8.3) ifodalarni taqqoslasak, zanjirda tok kuchining tebranishidan induktivlikda kuchlanishning tebranishi $\frac{\pi}{2}$ fazaga oldinda boradi. Chunki kosinus hosilasi kosinus nolga teng bo'lganda eng katta

qiymatga ega bo'ladi, ammo kosinus maksimumga ega bo'lishidan chorak davr oldin uning hosilasi maksimum qiymatga ega bo'ladi (178-rasm). Zanjirning omik qarshiligi ($R \rightarrow 0$) hisobga olinmagani uchun zanjir uchlariga berilgan kuchlanish induktivlikda hosil bo'lgan EYUK ning teskari ishorasi bilan olingan qiymatiga teng bo'lib, bu tokning o'zgarish



178-rasm.

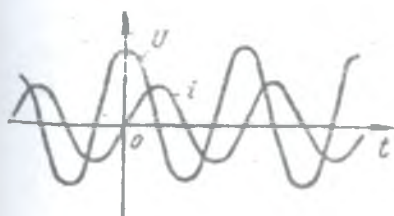
tezligi $\left(\frac{di}{dt}\right)$ ga bog'liq. Shuning uchun tokning nol qiymatdan o'tishida EYUK maksimal qiymatga ega bo'ladi.

(8.13a) ifodadan maksimal qiymati $U_0 = I_0 L \omega$ ni Om qonuni bilan taqqoslasak, $L\omega$ ifoda qarshilik rolini o'ynaydi. Shuning uchun unga induktiv qarshilik deyiladi;

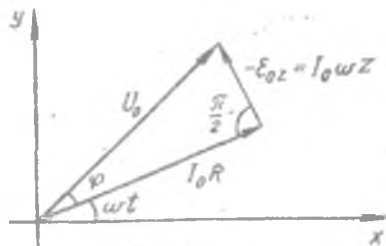
$$R_L = \omega L \quad (8.14)$$

(8.14) dan ko'rinadiki, qarshilik induktivlikka, davriy chastotaga to'g'ri proporsional bo'lar ekan. Bu ifodaga induktivlik va chastota SI dagi birligini qo'ysak, qarshilik birligi Om kelib chiqadi. Ammo bu qarshilik ham sig'im qarshiligi kabi reaktivdir, ya'ni tok o'tishi natijasida g'altakda Joule — Lens, ucuqligi ajralib chiqmaydi.

(8.3) va (8.13°) ni grafik ravishda ifodalasak, ularning siljishlari 179-rasmda aniq ko'rinib turibdi. Olingan kattaliklarni vektor diagrammasini chizsak, unda tok o'qiga nisbatan induktivlikda kuchlanish tushuvining amplituda qiymati $\frac{\pi}{2}$ ga oldinligi 180-rasmda ko'rinadi. Induktiv qarshilikni orttirish uchun bir-biridan ajratish uchun laklangan simdan iborat temir o'zak kiritiladi. Bunday g'altakka drossel deyiladi.



179-rasm.



180-rasm.

82- §. O'zgaruvchan tok uchun Om qonuni

Umumiy holda berilgan o'zgaruvchan tok zanjirida sig'imi S bo'lgan kondensator, induktivligi L bo'lgan g'altak va R qarshilikdan iborat zanjirga ketma-ket ravishda o'zgaruvchan tok manbai 181-rasmda ko'rsatilgandek ulangan bo'lsin. Bu zanjirdan o'tayotgan tok yuqorida ko'rganimizdek sinusoidal bo'lsin:

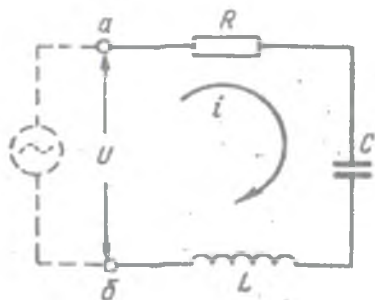
$$i = I_0 \sin \omega t \quad (8.3)$$

Zanjirdagi umumiy kuchlanishning qiymati ulangan kattaliklardagi kuchlanishning yig'indisiga teng. Ammo ular ham oldingi paragraflarda ko'rganimizdek fazalari bilan farq qilgan holda sinusoidal o'zgradilar.

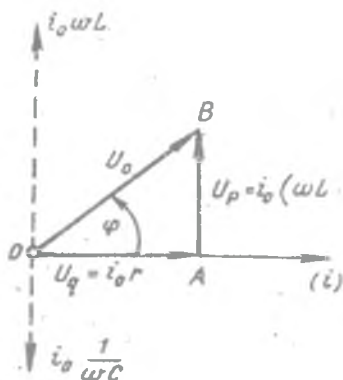
$$U = U_R + U_C + U_L = iR + i(R_C + R_L) = U_a + U_p$$

Bu kuchlanishlarni tok o'qiga nisbatan vektor -diagrammasini chizsak, 182- rasmdagi ko'rinishdagi uchburchak hosil bo'ladi. Diagrammada bu kattaliklarning amplituda qiymatlari ifodalangan. Bu ifodadagi U_a — R aktiv qarshilikdagi kuchlanishning tebranishi bo'lib, tok o'qining yo'nalishida uning amplitudasi $I_0 R$ dan iborat: $U_p = U_C + U_L$ — bu zanjirning issiqlik ajralmaydigan qismi bo'lib, reaktiv qarshiliklarda kuchlanishning tebranishini ifodalaydi. Ular o'zaro qarama-qarshi yo'nalishda bo'lib, natijaviy

tok o'qiga tik yo'nalgan, uning amplitudasi $I_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$ dan iborat. 182-rasmda ifodalangan vektor diagrammadan foydalanib, tok o'qi bilan natijaviy



181-rasm.



182-rasm.

kuchlanish orasidagi burchak—siljish fazasini va bu zanjir uchun Om qonunini yozamiz. Uchburchak AOV to'g'ri burchakli uchburchak bo'lib, undan faza siljishini aniqlasak,

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{AB}{OA} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (8.15)$$

Pifagor teoremasiga asosan kuchlanish amplitudasi

$$U_0 = \sqrt{OA^2 + AB^2} = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (8.16)$$

(8.16) dan tok kuchining amplituda qiymatini topsak,

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{U_0}{Z} \quad (8.17)$$

hosil bo'ladi. Bu o'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonunini ifodalaydi. (8.17) dagi

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R_a^2 + R_p^2} \quad (8.18)$$

zanjirning to'la qarshiligi deyiladi. Bunda

$$R_p = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad (8.19)$$

reaktiv qarshilikdir. Bu yozilgan ifodalarda o'zgaruvchan tok generatori hisobga olinmasdan faqat zanjir qismlariga ulangan qarshilik, kondensator va induktivlik hisobga olingan. Agar generatorning EYUKi ni hisobga olsak, (8.15) o'zgarmaydi, ammo (8.17) ning ko'rinishi o'zgaradi:

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{Z} \quad (8.17a)$$

Demak, kuchlanish amplitudasi o'rinda EYUKning amplituda qiymati ishtirok etadi.

83-§. O'zgaruvchan tok zanjirida rezonans hodisasi

Aktiv qarshilik (R), kondensator (S) va induktiv g'altak (L) ketma-ket ulangan zanjirga EYUK

$$\xi = \xi_0 \sin \omega t$$

bo'lgan o'zgaruvchan tok manbai ulanganda zanjirdan o'tuvchi tok ham sinusoida qonuniga (165-ye rasm) bo'ysunadi:

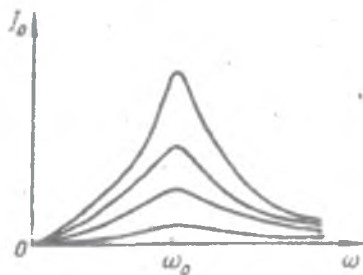
$$i = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

Bu ifodadagi tok kuchining amplituda qiymati (8.17a) boshlang'ich fazasi esa (8.15) orqali ifodalanadi. (8.15) va (8.17a) ifodalardagi doiraviy chastotani o'zgartirsak, bu formulalar ifodalagan tokning amplituda qiymatini, zanjirning to'la qarshiligini va boshlang'ich fazasini ham o'zgarishiga olib keladi.

Tok kuchi amplitudasi doiraviy chastota kamayishi bilan kamayib boradi. Agarda chastota nolga ($\omega=0$) teng bo'lsa, sig'im qarshilik cheksiz

($R_c = \frac{1}{\omega C} \rightarrow \infty$) ta teng bo'ladi. Natijada tok kuchi amplitudasi nolga teng bo'ladi. Bu vaqtda tok doimiy tokdan ($\omega=0$) iborat bo'lib, u kondensatordan o'tmaydi. Agar doiraviy chastotaning ortib borishini kuzatsak, reaktiv qarshilik, (8.19) formuladan ko'rinadiki, oldin kamayib boradi, natijada to'la qarshilik ham kamayib, tok kuchi amplitudasi ortib boradi. Shunday holatgacha chastotani o'zgartiraylikki, zanjirdagi sig'im va induktiv qarshiliklar o'zaro teng bo'lib qolsin. Bu vaqtda doiraviy chastota

$\omega^2 = \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ bo'lib, reaktiv qarshilik, (8.19) dan nolga teng va



183-rasm.

zanjirning qarshiligi faqat omik (aktiv) qarshilikka teng bo'lib, zanjirning qarshiligi eng kichik qiymatga ega bo'ladi. Bu holda EYUK bilan tok kuchi orasidagi faza siljishi nol ($\varphi=0$) ga teng bo'ladi. Bu vaqtda tok kuchining amplituda qiymati maksimumga yetadi. Bu hodisaga kuchlanish rezonansi deyiladi. Doiraviy chastota orta boraversa ($\omega > \omega_0$), reaktiv qarshilikning kvadrati ortib borib, zanjir qarshiligini orttiradi. Natijada tok kuchi-

ning amplituda qiymati asimptotik ravishda nolga intilib boradi. Demak, bu holda tok kuchining amplituda qiymati doiraviy chastotaga bog'liq holda o'zgarar ekan. Bularning o'zaro bog'lanish egriligiga rezonans egriligi deyiladi. Bu egrilik maksimumi tashqi qarshilik ortishi bilan kamayib borishi 183- rasmda keltirilgan. Bu holda sig'im, induktivlik o'zgarasdir.

84- §. O'zgaruvchan tokning ishi, quvvati va uning foydali ish koeffitsiyenti

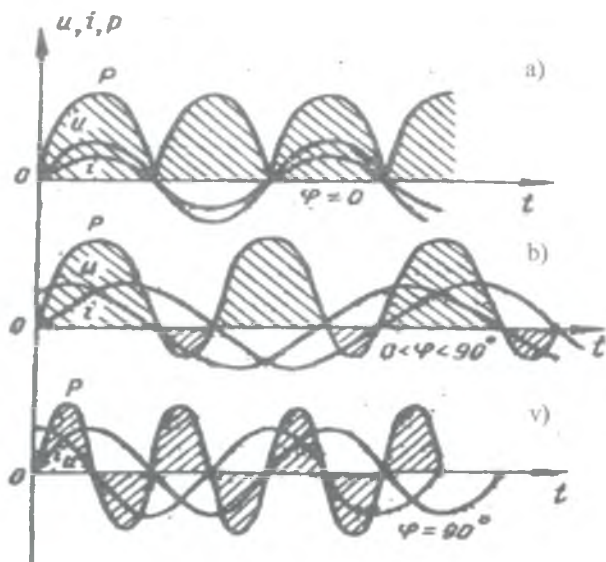
O'zgaruvchan tokning ishi va quvvatini hisoblashni oddiy, ya'ni zanjirda faqat aktiv qarshilik mavjud bo'lgan holda foydalanaylik. Chunki bu vaqtda kuchlanish va tok kuchi bir xil fazada bo'ladi:

$$u = U_0 \sin \omega t \text{ va } i = I_0 \sin \omega t$$

Juda kichik vaqt ichida o'zgaruvchan tokni deyarli o'zgaras tok deb qarab, uning oniy quvvatini hisoblasak,

$$P_i = iu = I_0 U_0 \sin^2 \omega t \quad (8.20)$$

Quvvatning oniy qiymatining vaqt bo'yicha o'zgarish grafigi 184- a rasmda ifodalangan. Bu rasmda kuchlanish, tok kuchi va quvvatning oniy



184-rasm.

qiymatlari ifodalangan bo'lib, ularning qiymatlari har xil, kuchlanish va tok kuchi manfiy qiymatga ega bo'lganda ham oniy quvvat musbat qiymatga egadir.

Ammo biz uchun quvvatning oniy qiymati emas, balki bir necha davrni o'z ichiga olgan vaqtdagi quvvatning o'rtacha qiymati kerak. Buning uchun kuzatilayotgan vaqtda bajarilgan ishdan foydalanamiz. U vaqtda bajarilgan ish (5.20) ni hisobga olsak, quyidagicha ifodalanadi:

$$dA = P_i dt = I_0 U_0 \sin^2(\omega t) dt \quad (8.21)$$

Bir davrda bajarilgan ish quyidagi ko'rinishni oladi:

$$A_T = \int_0^T dA = I_0 U_0 \int_0^T \sin^2 \omega t dt \quad (8.22)$$

Bu ifodada

$$\int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{T}{2}$$

ekanligini hisobga olsak, (8.22) quyidagicha ifodalanadi:

$$A_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 T \quad (8.22a)$$

Bir davrdagi o'rtacha quvvat esa

$$P = \frac{A_T}{T} = \frac{1}{2} I_0 U_0 = \frac{U_0^2}{2R} \quad (8.23)$$

Tok kuchi va kuchlanishning effektiv qiymatlarini o'rniga qo'ysak, quvvat

$$P = I_{ef} U_{ef} = \frac{U_{ef}^2}{R} \quad (8.23a)$$

hosil bo'ladi. Bu o'zgarmas tok quvvatining ifodasiga o'xshaydi.

O'zgaruvchan tok zanjirini umumiy holda olib, zanjirda aktiv va reaktiv qarshiliklar mavjud bo'lganda bajariladigan ish va quvvatni aniqlaylik. Bu holda kuchlanishlar va tok kuchi orasida fazalarning farqlari mavjud bo'ladi. O'zgaruvchan tok o'tishida avval tok kuchi 0 dan to maksimum I_0 gacha orta borib, har bir qisqa vaqtlar dt davomida, kuchlanish va tokning shu onlardagi qiymatiga qarab, o'tkazgichda ajralgan energiya bajaradigan elementar ishi

$$dA = iudt \quad (8.24)$$

bo'lib, dt_1, dt_2, \dots onlarda bajarilgan ishlar dA_1, dA_2, \dots miqdor jihatidan har xil bo'ladi. Zanjirdagi kuchlanish va tok kuchining oniy qiymatlari

$$u = U_0 \sin \omega t$$

$$i = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

bo'lib, vaqt davomida bajarilgan ish (8.24) ga asosan

$$dA = I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t dt \quad (8.24a)$$

oniy quvvat esa

$$P_t = I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t$$

Biz hozircha bir davr (T) davomida o'zgaruvchan tokning bajargan ishini va o'rtacha quvvatini topaylik. Bu davrda bajarilgan ishni aniqlasak,

$$A = \int_0^T I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t dt = I_0 U_0 \left[\cos \varphi \int_0^T \sin^2 \omega t dt - \sin \varphi \times \right.$$

$$\left. \times \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t dt \right] = \frac{I_0 U_0 T}{2} \cos \varphi - \frac{I_0 U_0 T}{2} \cos(\omega t - \varphi)$$

hosil bo'ladi. Ikkinchi qo'shiluvchi hadning bir davrdagi o'rtacha qiymati nolga teng. U vaqtda bajarilgan ish

$$A_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 T \cos \varphi \quad (8.25)$$

bo'ladi. Bir davrdagi o'zgaruvchan tokning quvvati

$$P_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi \quad (8.26)$$

Faza siljishi $\varphi = 0$ bo'lsa, tok bilan kuchlanish bir momentda 0 yoki maksimum bo'lib, istalgan onlarda ularning ko'paytmasi, ya'ni quvvat vaqt o'qining yuqori — ust tomonida musbat qiymatga ega bo'ladi (184-a rasm).

Biror paytda $0 < \varphi < 90^\circ$ bo'lsa, tok kuchi — manfiy kuchlanish esa musbat bo'lib, bu onga to'g'ri kelgan quvvat manfiy bo'lib, bu quvvat vaqt o'qidan past tomonga yo'nalgan, ya'ni manfiy tomonda ham bo'ladi (184-b rasm), bu holda manba quvvatining manfiy qismi foydali ish

bajarmaydi. Bundan ko‘rinadiki, oniy quvvatning tebranishi ishorasining o‘zgarishi bilan borar ekan. Bu vaqtda energiyaning ma’lum qismi generator bilan tashqi zanjir orasida tebranadi. Shuning uchun o‘rtacha quvvatning qiymati kamayadi. Agar faza siljishi 90° bo‘lsa (184-v rasm), har bir yarim davr ichida vaqt o‘zgarishi bilan chorak davr davomida bir gal tok kuchi kuchlanishdan 90° ga siljisa, ularning faza yo‘nalishi bir tomon bo‘lib, quvvat musbat, ikkinchi 90° ga siljishda tok kuchi bilan kuchlanishning yo‘nalishlari qarama-qarshi bo‘lgani uchun (ularning ko‘paytmasi quvvat) manfiy bo‘ladi va vaqt o‘qining pastida o‘rnashadi. Bu vaqtda zanjirda chorak davr davomida induksion g‘altakda hosil bo‘lgan

magnit maydon energiyasi $\frac{LI^2}{2}$ ni g‘altak o‘ziga olsa, undan keyingi

chorak davr davomida shu energiyaning o‘zini tok manbaiga qaytarib yuboradi. Bu manzara har yarim davr ichida takrorlanib foydali quvvat $P = I_0 U_0 \cos 90^\circ = 0$ bo‘ladi. Bunday tokka vattsiz tok deyiladi.

Shunday qilib, o‘zgaruvchan tok manbaiga ulangan sistemalar oladigan foydali quvvat faza siljishig‘a bog‘liq holda noldan maksimumgacha bo‘lishi mumkin.

Amalda, elektrotexnikada uchraydigan o‘zgaruvchan tok zanjiridagi quvvatdan to‘liq foydalanish uchun faza siljishiga bog‘liq $\cos \varphi$ qiymatini birga tenglash uchun kurashadilar va $\cos \varphi$ o‘zgaruvchan tokning foydali quvvat koeffitsiyenti deb yuritiladi.

Tok kuchi va kuchlanishning effektiv qiymatlari orqali (8.26) ni ifodalasak, quvvat quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$P = I_{\varphi} U_{\varphi} \cos \varphi \quad (8.26a)$$

Induktiv va sig‘im qarshiliklarda tok kuchi bilan kuchlanish orasidagi

faza siljishi $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ ga teng edi. Demak, (8.26a) formulaga asosan,

zanjirning induktiv va sig‘imi qarshiligidan tok o‘tib turishiga qaramasdan, ularda energiya umuman ajralib chikmaydi, sarflanuvchi quvvat nolga teng bo‘ladi, chunki kondensatorlarda elektr maydon hosil qilishga davriy ravishda sarf bo‘ladigan (kondensator zaryadlanishida) energiya, bu maydon yo‘qolishida (kondensatorning razradlanishida) shunday davriylik bilan zanjirga qaytadi. Xuddi shuningdek, o‘zinduksiya g‘altagining magnit maydonini hosil qilishga (tokning o‘sish vaqtida) davriy ravishda

sarflanadigan energiya ham bu maydonning yo'qolishida (tokning kamayish vaqtida) shu miqdorda va shunday davriylik bilan zanjirga qaytariladi. Faqat aktiv qarshilik bo'lgandagina elektr energiya o'tkazgichning ichki energiyasiga aylanadi, natijada o'tkazgich qiziydi.

85- §. O'zgaruvchan tok generatori

Biror turdagi (issiqlik, mexanik, yorug'lik va hokazo) energiyani elektr energiyasiga aylantiruvchi qurilmalar generatorlar deb ataladi. Masalan, elektrostatik mashinalar, termobatareyalar, galvanik elementlar, fotoelementlar va shu kabilar generatorlar jumlasiga kiradi.

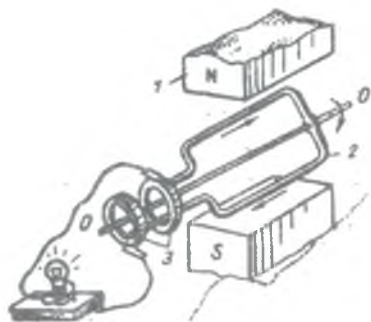
Hozirgi vaqtda elektr energiyasini ishlab chiqarishda induksion generatorlar eng muhim rol o'ynaydi. Bu generatorlarning ishlashi elektromagnit induksiya hodisasiga asoslangan. Induksion generatorlarning juda ko'p turlari mavjud. Lekin generatorlarning hammasida, ularning ishlashi uchun juda zarur bo'lgan bir xil umumiy qismlari bor. Ular quyidagilar:

1. Magnit maydonni hosil qiluvchi elektromagnit yoki doimiy magnit. Bu qismi induktor deb ataladi.
2. Yakor deb ataladigan qismi. Bu qism EYUK induksiyalanadigan chul'g'andan iborat.
3. Kollektor deb ataladigan qismi, qo'zg'almas cho'tkalarga tegib turadigan halqalar.

Bulardan tashqari generatorning qo'zg'almas qismi stator, aylanuvchan qismi rotor deb ataladi.

185- rasmda o'zgaruvchan tok beradigan eng sodda generatorning tuzilish sxemasi ko'rsatilgan.

Sxemada ko'rinib turganidek, induktor (doimiy magnit—1) magnit maydonni hosil qiladi. Tok yakor (ramka—2) da vujudga keladi. Tok tashqi zanjirga kollektor (halqalar va cho'tkalar—3) yordamida o'tadi. Cho'tkalar bilan halqalar orasida sirpanuvchi kontakt bor, bu kontakt cho'tkalarga ulangan qo'zg'almas o'tkazgichlarning aylanuvchi yakorga doimo tegib turishini ta'minlaydi. Yakor chul'g'amlarining uchlari bir-biridan izolatsiyalangan



185-rasm.

halqalarga ulangan. Bu generatorda induktor — stator, yakor — rotor vazifasini oʻtaydi.

Ramka doimiy magnit maydonida joylashtirilganda ramka yuzasidan oʻtuvchi magnit oqimi

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t = \Phi_0 \cos \omega t$$

\vec{B} — magnit maydon induksiyasi, S — ramka yuzi, α — ramka yuziga oʻtkazilgan normal bilan magnit induksiya vektori orasidagi burchak. Endi ramkani ω burchak tezlik bilan tekis aylanma harakatga keltirganimizda, ramkada induksion EYUK hosil boʻladi:

$$\xi_i = - \frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \omega \sin \omega t = \xi_0 \sin \omega t \quad (8.27)$$

Agar ramka bitta oʻramdan emas, balki N ta oʻramdan iborat boʻlsa, induksiya EYUKning amplitudasi ham N marta katta boʻladi. Chunki, bunda N ta oʻramni ketma-ket ulangan N ta ramka deb qarash mumkin, ularning har birida amplitudasi ξ_0 boʻlgan EYUK induksiyalanadi, natijaviy EYUK ning amplitudasi esa ξ_0 dan N marta katta boʻladi. Shuning uchun amalda kuchlanishni orttirish uchun ramkaga koʻplab oʻramlar oʻraladi. Oʻramlari aylanuvchi va magnit sistemasi qoʻzgʻalmas boʻlgan bunday oʻzgaruvchan tok generatori juda kam uchraydi. Bunga sabab bunday sistemadagi generatorlarning nuqsonli boʻlishidir. Gap shundaki, sirpanuvchi kontaktlar yordamida generatordan olinadigan yuqori kuchlanishlarni olib ketish amalda mumkin emas, chunki sirpanuvchi kontaktlarda kuchli uchqun hosil boʻladi. Buni bartaraf qilish uchun koʻpchilik oʻzgaruvchan EYUK induksiyalanadigan yakorni qoʻzgʻalmas (stator) qilinadi, ularda induktor (rotor) aylanadi. Umuman olganda, generator hosil qilayotgan EYUKning kattaligi stator chulgʻamlarining oʻlchamlari va xiliga, rotor magnit maydonining kattaligiga hamda uning aylanish tezligiga bogʻliq boʻladi.

86- §. Oʻzgarmas tok generatori

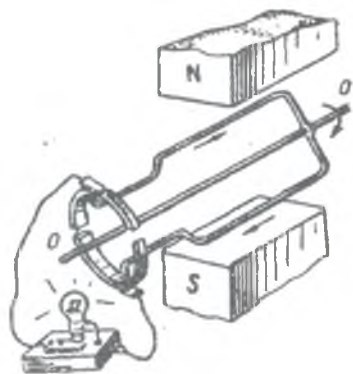
Texnikada va turmushda asosan oʻzgaruvchan tok qoʻllaniladi. Lekin koʻp hollarda oʻzgarmas tok ham kerak. Masalan, sanoatda, elektrokimyo sohasida, elektr transportda va aloqada.

Oʻzgarmas tok koʻpincha tokni toʻgʻrilagichlar deb ataladigan maxsus qurilmalar yordamida hosil qilinadi. Har qanday toʻgʻrilagichning ishlashi faqat maʼlum bir yoʻnalishda tok oʻtkazadigan zanjir qismlari hosil qilish

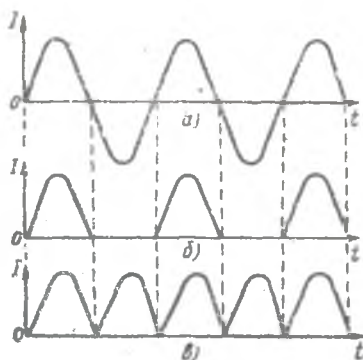
mumkinligiga asoslangan. Ikki elektrodli lampalar (diodlar) shunday xususiyatga ega.

O'zgarmas tokni maxsus generatorlarda ham hosil qilish mumkin. Buning uchun o'zgaruvchan tok generatoridagi halqalarni yarim halqalar bilan almashtirish kerak. Bu yarim halqalarga ramka chulg'amining uchlari mahkamlanadi (186-rasm). Yarim halqalar o'qqa mahkamlangan bo'lib,

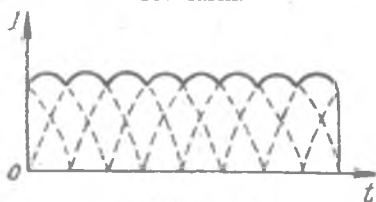
o'ramlar bilan birgalikda aylanadi va bunda qo'zg'almas cho'tkalarga tegib o'tadi. O'ramdagi tok o'z yo'nalishini o'zgartirganda yarim halqalar cho'tkalarini o'zgartiradi. Shuning uchun tashqi zanjirda paydo bo'lgan tok hamma vaqt bir xil yo'nalishda bo'ladi, biroq uning kattaligi vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Bunday tokni pulsatsiyalanuvchi tok deb ataladi. 187-rasmda o'zgaruvchan (a), to'g'rilangan (b) va pulsatsiyalanuvchi (v) tokning grafiklari ko'rsatilgan. Pulsatsiyalanuvchi tokda tok kuchining katta o'zgarishlarini bartaraf qilish uchun yakor chulg'amlari ko'p g'altaklar (seksiyalardan) tuziladi, ular bir-biriga ma'lum burchak ostida qiya qilib joylashtiriladi va bu seksiyalar o'zaro ketma-ket ulanadi. Bunday ulanganda tashqi zanjirda tok kuchi nolgacha pasayib, kamayib ketmaydi. Seksiyalar soni ko'p bo'lganda tokning o'zgarishlari ham uncha ko'p bo'lmaydi (188-rasm). Odatda yakorda 100 ga yaqin seksiya bo'ladi. Bunday kollektordagi yarim halqalar o'rniga bir-biridan izolatsiyalangan plastinalar o'rnatiladi. Kollektor plastinalarining soni seksiyalar soniga teng bo'ladi. Kollektorning har bir plastinasiga bir seksiyaning oxiri va bundan keyingi seksiyaning uchi ulanadi. Bu holda pulsatsiyalanuvchi tok emas, balki deyarli o'zgarmas tok olinadi.



186-rasm.

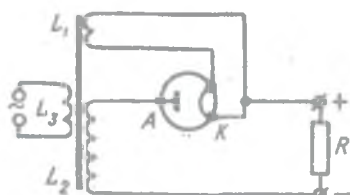


187-rasm.



188-rasm.

87- §. O'zgaruvchan tokni to'g'rilash



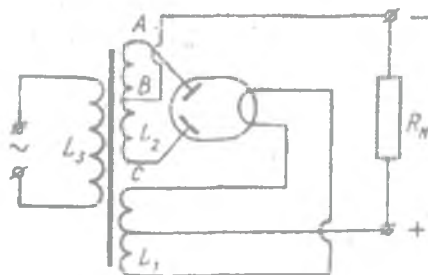
189-rasm.

Biz 50- paragrafda ikki elektrodli elektron lampa — diodning ishlash prinsipi bilan tanishib chiqqan edik. Shu sababli dioddan o'zgaruvchan tokni to'g'rilovchi sifatida foydalanish mumkin. O'zgaruvchan tokni to'g'rilashda ishlatiladigan ikki elektrodli lampalar kenotronlar deb ataladi. 189-rasmda o'zgaruvchan tokni kenotron yordamida

to'g'rilashning prinsipl sxemasi berilgan.

L_1 g'altakda o'zgaruvchan magnit maydon hosil qiladi, demak, L_1 va L_2 g'altaklarda o'zgaruvchan EYUK induksiyalanadi va zanjirda o'zgaruvchan tok vujudga keladi. L_1 g'altak katodni cho'g'lantirish toki bilan ta'minlaydi.

L_2 g'altak esa anodga o'zgaruvchan kuchlanish beradi. Anodda katodga nisbatan musbat potensial bo'lganida shu yarim davrda lampa va R qarshilik orqali tok o'tadi. Anod manfiy potensialga ega bo'lganda lampa berk bo'ladi, lampa va R qarshilik orqali tok o'tmaydi. Shunday qilib, qarshiligi K bo'lgan o'tkazgichdan to'g'rilagichga kuchlanishning har bir musbat yarim davri davomidagina tok o'tadi (187-a, b rasm). Rasmda vaqt o'tishi bilan tok kuchining to'g'rilangunga qadar (a) va to'g'rilangandan keyin (b) o'zgarish grafiklari keltirilgan. Bu tok pulsatsiyalanuvchi, kattalik jihatdan o'zgaruvchidir. 187- b rasmdan o'zgaruvchan tokni to'g'rilash uchun faqat bitta yarim davrigina foydalanilayotgani ko'rinib turibdi. o'zgaruvchan tokning ikkala yarim davridan foydalanish uchun bitta yarim davrli to'g'rilagich o'rniga ikkita yarim davrli to'g'rilagich qo'llaniladi. Ikkita yarim davrli to'g'rilagich sxema bo'yicha to'g'rilashda ikkita kenotronidan yoki ikki anodli kenotronidan foydalaniladi. 190-rasmda ikki anodli kenotronidan to'g'rilagich



190-rasm.

sifatida foydalanishning prinsipl sxemasi berilgan. g'altakning A va V nuqtalari orasidagi kuchlanish V va S nuqtalari orasidagi kuchlanishga teng bo'ladigan qilib teng ikki qismga bo'lingan.

G'altakning A va S uchlari kenotronning ikki anodiga ulangan. A nuqtada musbat potensial bo'lganda S nuqtada manfiy potensial bo'ladi. Bu yarim davrda anod zanjirida tok A

nuqtaga ulangan yuqorigi anod orqali o'tadi, ikkinchi yarim davrda A va S nuqtalardagi potensialning ishoralari almashinadi va bu yarim davrda anod zanjirida tok S nuqtaga ulangan pastki anod orqali o'tadi. To'la davr davomida o'zgaruvchan tokning ikkala yarim davrlarida anod zanjirida tok bo'ladi.

Ikkita yarim davrli to'g'rilagichdagi pulsatsiyalanuvchi tokning grafigi 187- v rasmda ko'rsatilgan. Bu tok maxsus filtrlar yordamida faqat yo'nalish jihatidan emas, balki kattaligi jihatidan ham o'zgarmas tokka keltiriladi (188-rasm).

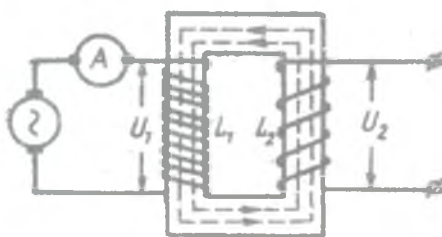
88- §. Transformator

Ko'pgina elektr apparatlarini va asboblarni ishlatishda turli kuchlanishdan foydalanishga to'g'ri keladi. Hatto ayni bir elektr apparatining o'zida tokning turli kuchlanishlari kerak bo'lib qolad. Masalan, radiopriyomnikda lampani cho'g'lantirish uchun bir necha voltgina, uning kuchaytirgichining ishlashi uchun esa bir necha yuz volt kuchlanish kerak bo'ladi. Vahoiynki, ko'pincha ixtiyorimizda muayyan kuchlanishli bittagina tarmoq bo'ladi. Shu sababli o'zgaruvchan tokni o'zgartirishga to'g'ri keladi. Ayni bir chastotaning o'zida o'zgaruvchan tok kuchlanishi bilan tok kuchini bir vaqtda o'zgartirish o'zgaruvchan tokni transformatsiyalash deyiladi.

O'zgaruvchan tokni transformatsiyalaydigan asbob transformator deyiladi. Transformatorning ishlashi elektromagnit induksiya hodisasiga asoslangan.

Transformator bir-biridan izolatsiyalangan po'lat plastinalardan yasalgan berk o'zak va unga kiydirilgan ikki g'altakdan iborat bo'lib, g'altaklar bir-biri bilan tutashmaydi (191-rasm).

O'zak berk ramka shaklida bo'lib, maxsus po'latning alohida plastinkalaridan yig'iladi, po'latning bu navi qayta magnitlanishda kam qiziydi. O'zgaruvchan tok zanjiri ulanadigan L_1 g'altak birlamchi chulg'am, elektr energiyasi iste'molchilari ulanadigan L_2 g'altak esa, ikkilamchi chulg'am deyiladi. Birlamchi chulg'amdanda o'tayotgan o'zgaruvchan tok transformatorning o'zagida o'zgaruvchan magnet oqimi hosil qiladi, bu oqim ikkilamchi chulg'amda o'zgaruvchan induksiya EYUK ni vujudga keltiradi.



191-rasm.

Agar birlamchi chulg'amni o'ramlar soni N_1 kam, ikkilamchi chulg'amni o'ramlar soni N_2 ko'p qilib olinsa, ikkilamchi chulg'amda kuchlanish yuksaladi. Bu transformator yuksaltiruvchi transformator bo'ladi.

Agar birlamchi chulg'amning o'ramlar soni ko'p, ikkilamchi chulg'am o'ramlar soni kam qilib olinsa (191-rasmdagidek), ikkilamchi chulg'amda kuchlanish pasayadi. Bu transformator pasaytiruvchi transformator bo'ladi.

Transformatorning ikkala chulg'amini ayni bir magnit oqimi kesib o'tadi, shuning uchun o'ramning qaysi chulg'amga tegishli bo'lishiga qaramay, har bir o'ramda birday EYUK vujudga keladi:

$$\xi_1 = -N_1 \frac{d\Phi}{dt} = N_1 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\xi_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = N_2 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Shunday qilib, chulg'amlarda vujudga keladigan EYUK larning nisbati chulg'amlardagi o'ramlar soni nisbatiga teng bo'ladi:

$$\frac{\xi_1}{\xi_2} = \frac{N_1}{N_2}$$

bu yerda ξ_1 — birlamchi va ξ_2 — ikkilamchi chulg'amlardagi EYUK bo'ladi.

Birlamchi chulg'amga qo'yiigan U_1 kuchlanish bilan ξ_1 EYUK yig'indisi birlamchi chulg'amdagi potentsialning tushishiga teng bo'lishi kerak:

$$U_1 + \xi_2 = I_1 R_1$$

bu yerda R_1 — chulg'amning aktiv qarshiligi, I_1 — chulg'amdagi tok kuchi. Odatda chulg'amning aktiv qarshiligi juda kichik bo'ladi, shuning uchun $I_1 R_1$ hadni hisobga olmasa ham bo'ladi. Shu sababli

$$U_1 = |\xi_1| = N_1 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Transformatorning ikkilamchi chulg'ami ochiq bo'lganda (bunda $I_2 = 0$ bo'ladi), uning uchlaridagi kuchlanish quyidagiga teng:

$$U_2 = \xi_2$$

Bulardan foydalanib, quyidagi munosabatni yozish mumkin:

$$K = \frac{U_1}{U_2} = \frac{\xi_1}{\xi_2} = \frac{N_1}{N_2} \quad (8.28)$$

ya'ni transformatorning birlamchi o'rami uchlaridagi kuchlanishning ikkilamchi o'rami uchlaridagi kuchlanishga nisbati birlamchi g'altak o'ramlar sonining ikkilamchi g'altak o'ramlari soniga nisbatidek bo'lar ekan.

K kattalik transformatsiya koeffitsiyenti deb ataladi. Agar $K > 1$ bo'lsa, transformator pasaytiruvchi $U_1 > U_2$, $K < 1$ bo'lsa, yuksaltiruvchi $U_1 < U_2$ transformator bo'ladi.

Transformatorning ikkilamchi chulg'amiga iste'molchi ulansa, energiya birlamchi zanjirdan ikkilamchi zanjirga uzluksiz ravishda o'tib turadi. Energiyaning saqlanish qonuniga binoan, ikkilamchi zanjirdagi tokning quvvati birlamchi zanjirdagi tokning quvvatiga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$I_1 U_1 = I_2 U_2 \text{ yoki } P_1 = P_2$$

bundan

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1} \quad (8.29)$$

kelib chiqadi. Demak, transformator yordamida kuchlanish necha marta orttirilsa, tok kuchi shuncha marta kamayadi yoki aksincha. (8.28) va (8.29) munosabatlarga asoslanib, quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1} \quad (8.30)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, transformatorning birlamchi va ikkilamchi g'altaklaridagi nagruzka toklari, shu g'altaklardagi o'ramlar soniga teskari proporsional bo'ladi. Chulg'amalarda va o'zakda issiqlik ajralib chiqishi tufayli va energiyani isrof qilishning boshqa xillari mavjud bo'lishi tufayli (8.29) munosabat taxminan bajariladi.

Quyidagi

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{I_2 U_2}{I_1 U_1} \quad (8.31)$$

munosabat transformatorning FIK ni bildiradi. Hozirgi zamon qudratli transformatorlarida bu koeffitsiyent 94—99 foizga yetadi.

89- §. Elektr energiyasini olisga uzatish

Elektr energiyasini boshqa xil energiyalardan afzalligi shundaki, uni olis joylarga juda qisqa vaqtda uzatish mumkin.

Elektr energiyasi olis joylarga uzatilganda uzatish liniyalarida energiya sezilarli miqdorda isrof bo'ladi, chunki tok uzatish o'tkazgichlari orqali o'tganda ularni qizdiradi. Joule — Lens qonuniga muvofiq, o'tkazgich simlarini qizdirish uchun sarf bo'ladigan energiya miqdori

$$Q = I^2 R t$$

formula bilan aniqlanadi, bu yerda R o'tkazgich qarshiligi. Elektr energiyasini uzatish foydaliroq bo'lishi uchun o'tkazgichlarni qizdirishga ketadigan issiqlik energiyani mumkin qadar kamaytirish kerak. Joule-Lens qonuni bu masalani hal qilishning ikki yo'lini ko'rsatib beradi:

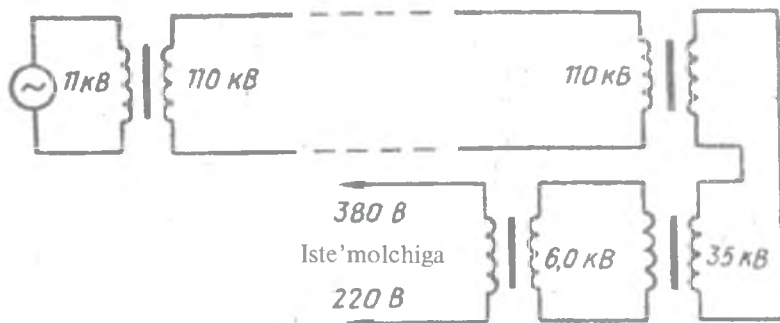
1) Energiya o'tkazgich simlarining qarshiligini kamaytirish kerak. Buning uchun yo'g'on simlar ishlatish kerak. Lekin turmushda buni amalga oshirib bo'lmaydi, chunki o'tkazgichning qarshiligini necha marta kamaytirilsa, uning massasi shuncha marta ortadi. Qimmat turadigan rangli metallarni bunchalik ko'p sarflashga yo'l qo'yib bo'lmaydi. Bundan tashqari, og'ir simlarni baland minoralarga o'rnatish bilan bog'liq bo'lgan va boshqa kiyinchiliklar ham tug'iladi,

2) Uzatish o'tkazgichlaridagi tok kuchini kamaytirish kerak. Ammo tok quvvatini saqlash uchun tok kuchini faqat kuchlanishni oshirish yo'li bilangina kamaytirish mumkin.

Elektr energiyasini uzatish o'tkazgichlari orasidagi kuchlanish qancha yuqori bo'lsa, u shunchali foydali bo'ladi, chunki $P = IU$ quvvat formulasidan ko'rinishicha, tok kuchi shuncha kamayadi va o'tkazgichlardagi isrof tok kuchi kattaligining kvadratiga proporsional ravishda kamayadi.

88- paragrafda ko'rganimizdek, transformator yordamida o'zgaruvchan tokning uzatiladigan quvvatini o'zgartirmagan holda uning kuchlanishini o'zgartirish mumkin. Shu sababli, hozirgi zamon sharoitida elektr energiyasini olisga uzatishni transformatorsiz amalga oshirish mumkin emas.

Elektr energiyasini olisga uzatish sxemasini quyidagicha tasavvur qilish mumkin (192- rasm). Elektr stansiyasiga yuksaltiruvchi transformator



192-rasm.

o'rnatiladi. Yuqori kuchlanishli tok energiyasi iste'molchiga uzatiladi. Iste'molchi oldiga pasaytiruvchi transformatorlar o'rnatiladi. Shunday qilib, iste'molchi elektr energiyasining hayot uchun xavfsiz va izolatsiyaning maxsus usullarini talab etmaydigan normal kuchlanishidan foydalanadi.

90-§. Elektromagnit to'liqlar va elektromagnit maydon

O'tgan asrning 60-yillarida Maksvell elektr va magnit hodisalarining yagona nazariyasini yaratdi. Bu nazariya elektromagnit maydon nazariyasi deb ataladi. Maksvell nazariyasining asosida elektr va magnit maydonlarining o'zaro uzviy bog'lanishda ekanligini ifodalovchi ikkita muhim g'oya yotadi:

1. Vaqt davomida o'zgaruvchi har qanday magnit maydon elektr maydonni yuzaga keltiradi;

2. Vaqt davomida o'zgaruvchi har qanday elektr maydon esa magnit maydonni yuzaga keltiradi.

Birinchi g'oyaning to'g'riligini elektromagnit induksiyasi hodisasi tasdiqlaydi.

Bizga ma'lumki, elektromagnit induksiya hodisasiga binoan induksion tok vaqt o'tishi bilan o'zgaradigan magnit maydondagi qo'zg'almas kontur yoki vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan magnit maydonda harakatlanuvchi konturda hosil bo'ladi, ya'ni induksion EYUK

$$\xi_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S B_n dS = \int \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS \quad (9.1)$$

bo'lib, ikkinchidan, maydon kuchlanganlik vektorining sirkulatsiyasiga teng edi:

$$\oint_l \xi_i dl. \quad (9.1a)$$

(9.1) formuladagi \vec{B} vaqtga ham, koordinataga ham bog'liq. Bu ikkala ifoda ham induksion EYUK ni ifodalagani uchun o'ng tomonlari ham teng:

$$\oint \xi_i dl = \int \left(\frac{dB}{dt} \right) dS. \quad (9.2)$$

(9.2) Maksvell elektromagnit nazariyasining asosiy tenglamalaridan biridir. Bundan, magnit maydonining o'zgarishi bilan konturda elektr zaryadlariga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarni yuzaga kelishi ko'rinadi. Bu tashqi kuchlar konturda ro'y berishi mumkin bo'lgan kimyoviy issiqlik jarayonlari ham, Lorens kuchlari ham bo'lishi mumkin emas. Demak, induksion tok konturida

hosil bo'luvchi elektr maydoni tufayli yuzaga keladi hamda qo'zg'almas o'tkazgichdagi elektr zaryadlarni tartibli harakatga keltiruvchi elektr maydonni bevosita o'zgaruvchi magnit maydon yaratadi, deb ayta olamiz. Biroq bu elektr maydon biz shu vaqtgacha tilga olib kelgan elektrostatik maydondan farq qiladi. Elektrostatik maydonni elektr zaryadlari hosil qiladi, bu maydon potensial xarakterdagi maydon bo'lib, uning kuchlanganlik chiziqlari zaryaddan boshlanib, zaryadda tugar edi. Magnit maydon o'zgarganda yuzaga keladigan elektr maydon esa magnit maydonning induksiya chiziqlariga o'xshash berk chiziqlardir. (193-a va b rasmlar) Bu maydon uyurmaviy elektr maydon deb ataladi. Demak, elektr maydon potensial va uyurmaviy ko'rinishda hosil bo'lar ekan. Maksvellning ikkinchi g'oyasi, ya'ni elektr maydonning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi, magnit maydonni yuzaga keltirishi lozimligi haqidagi fikri ham juda samarali chiqdi.

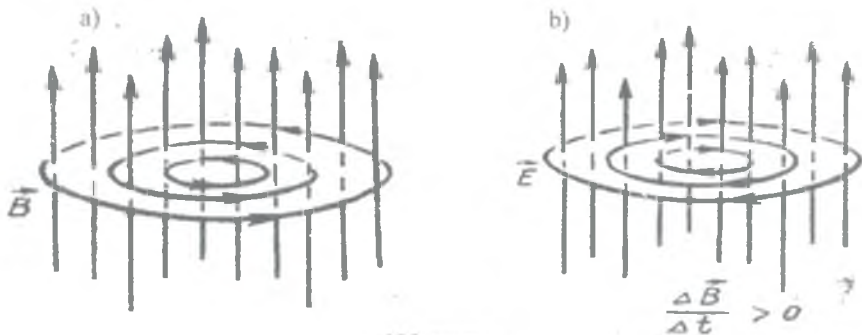
Bu elektromagnit to'lqinlarning ochilishi, elektr maydonning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi magnit maydonni yuzaga keltirishni tasdiqlovchi asosiy omillardan biridir.

Ularning harakat tenglamasi quyidagicha:

$$E = E_0 \sin \omega t \quad \text{va} \quad H = H_0 \sin \omega t.$$

Bu maydon ma'lum yo'nalishda tarqalayotgani uchun u o'z tarqalish yo'nalishida muhitning navbatdagi nuqtasini ham garmonik tebrantiradi.

Uning harakati 0 nuqtaga nisbatan $\tau = \frac{x}{v}$ vaqtga kechikadi. Bu nuqtaning harakat tenglamasi



193-rasm.

$$E = E_0 \sin\left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda}\right) = E_0 \sin(\omega t - kx). \quad (9.3)$$

Xuddi shu kabi

$$H = H_0 \sin(\omega t - kx). \quad (9.3a)$$

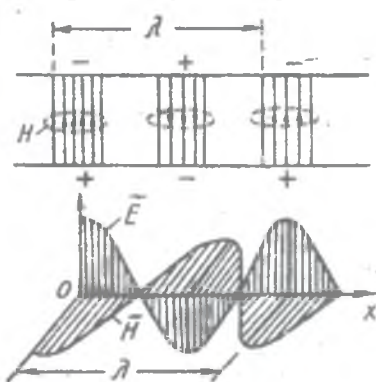
Bu (9.3), (9.3a) tenglamalar yassi to'liqin tenglamalaridir. $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ -

to'liqin soni.

Davriy ravishda o'zgaradigan elek-tromagnit maydonning fazoda tarqalish jarayoniga elektromagnit to'liqin deyiladi.

Elektromagnit to'liqinda elektr va magnit maydonlarning oniy taqsimlanishi 194-rasmda ifodalangan. Bulardan ko'rinadiki, elektr va magnit maydonlarning yuqoridagi vaqt bo'yicha o'zgarish qonuniyatlari bir xil ekan, demak, ular bir xil fazadadir.

Shunday qilib, Maksvell elektr va magnit maydonlar bir-biriga chambarchas bog'langanligini nazariy yo'l bilan asoslab berdi. Elektr maydon kuchlan-



194-rasm.

ganligining o'zgarish tezligi $\frac{dE}{dt}$ qancha katta bo'lsa, bu elektr maydonga bog'liq ravishda vujudga keladigan magnit maydon ham shuncha kuchli bo'ladi. Xuddi shuningdek, magnit maydon induksiyasi vektorining

o'zgarish tezligi qancha $\frac{dB}{dt}$ katta bo'lsa, magnit maydon bilan bog'liq ravishda hosil bo'lgan elektr maydon ham shuncha kuchli bo'ladi. Bundan o'zaruvchan magnit maydon bilan to'lgan fazo ayni vaqtda o'zgaruvchan elektr maydon bilan ham to'lgan bo'ladi, degan xulosa chiqadi.

Elektr maydon bilan magnit maydon o'rtasidagi o'zaro bog'lanish kashf qilingandan keyin bu maydonlar bir-biridan holi, bir-biridan mustaqil mavjud bo'la olmasligi ayon bo'ldi.

O'zgaruvchan magnit maydon hosil qilinar ekan, ayni bir paytda fazoda o'zgaruvchan elektr maydon hosil bo'lmay iloji yo'q va aksincha, o'zgaruvchan magnit maydonsiz o'zgaruvchan elektr maydon mavjud bo'la olmaydi. Bu ikkala o'zgaruvchan maydon hamisha bir-biri bilan bog'langan bo'lib, ular birgalikda elektromagnit maydonni tashkil qiladi.

Elektromagnit maydon uyurma xarakterga ega: vujudga keltirayotgan maydonning kuch chiziqlari vujudga kelayotgan maydonning kuch chiziqlari bilan konsentrik o'rab olingan. Natijada o'zaro «o'ralgan» elektr va magnit maydonlar sistemasi hosil bo'ladi (195-rasm).

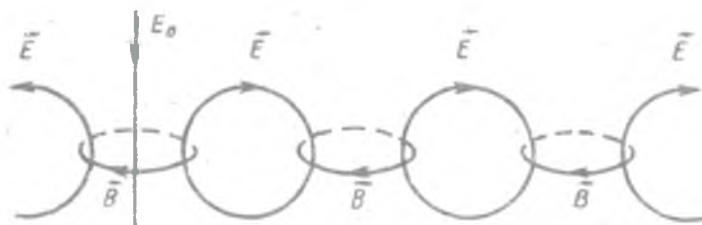
1. Demak, elektr maydonning kuchlanganligi elektromagnit nurlanish yo'nalishiga perpendikular tebranadi.

2. Magnit maydonning kuchlanganligi elektromagnit nurlanish yo'nalishiga va elektr maydonning kuchlanganligiga perpendikular tebranadi.

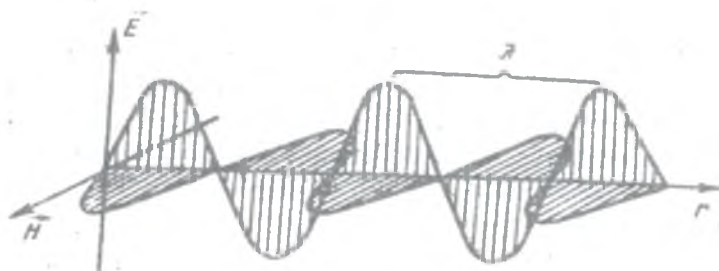
Shunday qilib, \vec{E} , \vec{H} va elektromagnit to'lqinlarning tarqalish yo'nalishi o'zaro perpendikularidir.

3. Elektr va magnit maydon kuchlanganliklari bir xil fazada tarqaladi, ya'ni fazoning mazkur nuqtasida bu maydon kuchlanganliklari bir vaqtda ortadi, bir vaqtda kamayadi, hatto nolga ham teng bo'lib qoladi.

Shunday qilib, elektromagnit maydon faza jihatidan moc kelgan ikki to'lqindan iborat ko'ndalang elektromagnit to'lqin — elektr (ya'ni elektr maydon kuchlanganligi to'lqinlari) va magnit (magnit maydon kuchlanganligi to'lqinlari) to'lqinlari ko'rinishida tarqaladi (196-rasm).



195-rasm.



196-rasm.

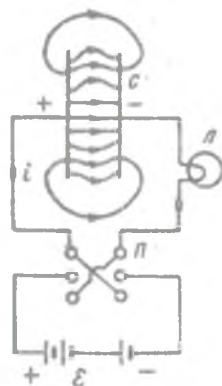
91-§. Siljish toki

O'zgaras tok zanjirida tok bo'lishi uchun zanjir berk va uning hamma nuqtasida elektr o'tkazuvchanlik bo'lishi kerak. O'zgaruvchan toklar uchun bu shart bajarilishi shart emas. Elektromagnit induksiya hodisasini qaraganimizda magnit maydon fazoda o'zgarishi bilan uyurmali elektr maydon hosil bo'lishini ko'rgan edik. Maksvell elektr va magnit maydonlar orasida o'zaro teskari bog'lanish, ya'ni elektr maydon kamayishi bilan magnit maydon va aksincha, hosil bo'ladi degan fikrni aytadi. Yuqorida ko'rganimizdek, uyurmali elektr maydon hosil bo'lishi bilan dielektrik yoki vakuumda mavjud bo'lgan kondensatorlar orqali tok o'tadi. Bu tokni Maksvell siljish toki deb atagan.

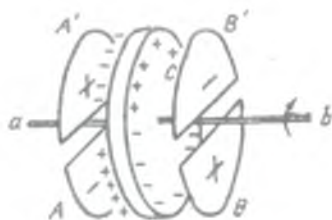
Siljish tokining hosil bo'lish mexanizmini A.A.Eyxenvald o'tkazgan quyidagi tajriba asosida tushuntirish mumkin. U dielektrikdan yasalgan S diskni uning markazidan o'nga tik ravishda o'tkazilgan a v o'q atrofida, 197-rasmda ko'rsatilgandek qarama-qarshi ishorali zaryadlar bilan zaryadlangan A, A', V, V' yarim disklar orasida aylanma harakat qiladi. U vaqtda A' va V' yarim disklar orasida elektr maydon o'ngdan chappa yo'nalgan bo'ladi. Rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda a v o'q atrofida S disk aylantirilganda diskning a v o'qdan o'tishida S diskning yuqori qismini chap tomoni manfiy, o'ng tomoni musbat, o'qdan pastki tomondagi diskning o'ng tomoni musbat va chap tomoni manfiy zaryad bilan zaryadlanib a v o'q tekisligidan o'tishda S diskdagi manfiy zaryadlar o'ngdan chappa, musbat zaryadlar esa chapdan o'ngga harakatlanib, dielektrik molekularidagi zaryadlar siljishini hosil qiladi, bu esa o'z navbatida chapdan o'ngga oquvchi siljish tokini hosil qiladi.

Eyxenvald siljish toki ham magnit maydon hosil qilishini tajribada aniqlagan.

Siljish toki o'zgaruvchan tok zanjiridagi kondensatorda ham hosil bo'ladi. Buning uchun quyidagi 198-rasmda ko'rsatilgan sxemaning ishlash prinsipi bilan tanishib chiqaylik. Zanjirda manba (E), qayta ulagich (P), zanjirda tok bor-yo'q ekanligini kuzatish



197-rasm.



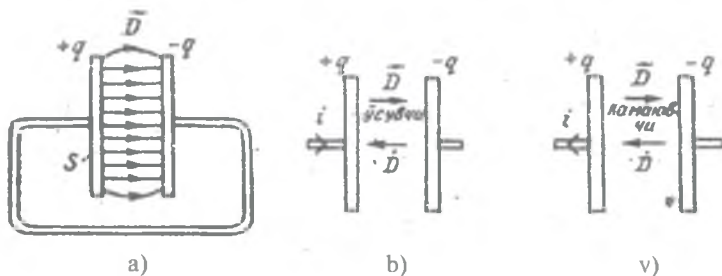
198-rasm.

lampochkasi (L) va kondensator (S) mavjud. Birinchi navbatda zanjirga doimiy tok manbaini qancha vaqt ulab qo'ysak ham lampochka yonmaydi. Chunki, kondensator bo'lganligi uchun zanjir berk emas. Ikkinchi navbatda qayta ulagich yordamida tok yo'nalishini o'zgartirib turamiz. Bu vaqtda zanjirda o'zgaruvchan elektr va magnit maydonlar hosil bo'ladi. Qayta ulagichni ulaganimizda o'tkazgichlardan qisqa vaqt tok o'tib, kondensator zaryadlanadi va qoplamalar orasida elektr maydon induksiya vektori mavjud bo'ladi (199-a rasm). Kondensator zaryadlanib bo'lgandan so'ng qayta ulagichni ikkinchi tomonga ulasak, kondensator qayta zaryadlanib o'tkazgich orqali yana qisqa muddat oldingiga teskari yo'nalishda tok o'tadi. Qayta ulagichni har safar ulaganimizda o'tkazgichda impuls hosil bo'lib, qisqa muddatda lampochka yonadi. Zanjirni o'zgaruvchan tok manbaiga ulasak, lampochkaning yonib-o'chishi sezilmay qoladi. Demak, o'zgaruvchan tok o'tmagan zanjirdan o'zgaruvchan tok o'tayapti. Chunki, konturni har bir uzilishida kondensator qoplamalari orasida vaqt bo'yicha o'zgaruvchi elektr maydon yoki siljish toki hosil bo'ladi. Shunday qilib, metall simdagi o'tkazuvchanlik toki dielektrikdagi siljish toki bilan ulanib ketadi. Kondensator qoplamalari yaqinida o'tkazuvchanlik tok zichligi

$$j = \frac{I}{S} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (9.4)$$

bo'ladi. $\sigma = \frac{q}{S}$ — zaryadning sirt zichligi.

Siljish toki ehiziqlari ham o'tkazuvchanlik toki muhitlari kabi bo'lishi uchun siljish tokining zichligi $j = \sigma$ bo'lishi kerak. Haqiqatda dielektrikdagi $D = \epsilon_c E = \sigma$, undan $D = \sigma$ ni (9.4) bilan taqqoslasak,



199-rasm.

$$\vec{j}_c = D \quad (9.5)$$

199- a rasmdan ko'rinadiki, o'tkazuvchanlik va siljish toki zichligi vektorlarining yo'nalishi elektr maydon induksiya vektori bilan moc tushadi. 199-b rasmdan ko'rinadiki, zaryad ishoralari va o'tkazuvchanlik toki va uning zichlik vektorlari chapdan o'ngga yo'nalgan. Demak, induksiya vektorining ortishi va uning yo'nalishi ham o'tkazuvchanlik toki zichligi (\vec{j}) vektori bilan moc tushadi. 199-v rasmdan ko'rinadiki, tok yo'nalishining o'zgarishi bilan induksiya vektori miqdor jihatidan kamayadi. Shunday qilib, \vec{D} vektor o'tkazuvchanlik tok zichligi yo'nalishida o'ngdan chapga qarab yo'nalgan. Bunga asosan (9.5) ni vektor tarzida yozishimiz mumkin:

$$\vec{j}_c = \vec{D} \quad (9.6)$$

Siljish toki o'zgaruvchan bo'lganligi uchun u o'z atrofida magnit maydon hosil qiladi. Zanjirdan o'tayotgan umumiy tokning zichligi siljish va o'tkazuvchanlik toki zichliklarining yig'indisiga teng:

$$\vec{j} = \vec{j}_y + \vec{j}_c = \vec{j}_y + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (9.7)$$

(9.7) dan tokni yaxshi o'tkazuvchi (metallar) moddalarda va kichik chastotada siljish toki zichligining vektori hisobga olinmasdan, o'tkazuvchanlik toki zichligi vektori katta bo'lib, umumiy tok zichligini o'tkazuvchanlik toki zichligidan iborat deb qarash mumkin. Elektrni yomon o'tkazuvchi muhitda va yuqori chastotada siljish toki asosiy rol ni o'ynaydi.

Bulardan ko'rinadiki, siljish toki mavjud bo'lishi uchun o'zgaruvchan elektr maydon hosil bo'lishi kerak, siljish toki bo'lsa, o'zgaruvchan magnit maydon hosil bo'ladi. Demak, o'zgaruvchan elektr va magnit maydonlar har doim uzviy ravishda bir-birlarini hosil qiladi. Bular fazoda tarqalib, elektromagnit to'lqinni hosil qiladi.

92- §. Maksvell tenglamalari

Siljish tokining ochilishi elektr va magnit hodisalarini ifodalashning yagona nazariyasining Maksvell tomonidan yaratilishiga imkon beradi va bu asosda elektromagnit hodisalarni bildiruvchi tenglamalar sistemasini ifodaladi.

1. Faradeyning elektromagnit induksiya qonuni: vaqt bo'yicha o'zgaruvchi magnit maydon o'z atrofida uyurmali elektr maydonni hosil qiladi:

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_s \vec{B} d\vec{S}. \quad (9.8)$$

2. Ixtiyoriy yopiq sirtidan o'tuvchi magnit oqimi har doim nolga teng:

$$\oint_s \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (9.9)$$

Bundan ko'rinadiki, magnit maydon induksiya vektori uyurmali xarakterdadir (ya'ni magnit zaryad mavjud emas). (9.8) va (9.9) Maksvell tenglamalarining birinchi jufti integral ifodasidir.

1. To'la tok qonunining umumlashgani (Amper — Maksvell qonuni): ixtiyoriy kontur bo'yicha olingan magnit maydon kuchlanganlik aylanishi (sirkulatsiyasi) shu kontur bilan chegaralangan ixtiyoriy yuzani kesib o'tuvchi to'la tokka (siljish va o'tkazuvchanlik toklari) teng:

$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \int_s (\vec{j}_v + \vec{j}_c) d\vec{S} = \iint_s \left(\vec{j}_v + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}. \quad (9.8)$$

Ikkinchidan, bu ifoda tok elementi tushunchasidan foydalanib, magnit maydon kuchlanganligini hisoblovchi Bio-Savar-Laplas qonunidir. (9.10) tenglama o'tkazuvchanlik va siljish toklarining o'zaro hamda ular hosil qiladigan magnit maydon bilan bog'lanishini ifodalaydi.

2. Ostrogradskiy — Gauss teoremasi: Ixtiyoriy berk sirtidan o'tuvchi elektr maydon induksiya vektorining oqimi shu sirt ichida mavjud bo'lgan elektr zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng:

$$\int_s \vec{D} d\vec{S} = \sum_{k=1}^n q_k = \int_V \rho dV \quad (9.11)$$

bunda $\rho = \frac{q}{V}$ — zaryadning hajmiy zichligi.

(9.11) dan ko'rinadiki, sirtidan tashqaridagi zaryadlar oqimga ta'sir etmaydi. Elektr maydon induksiya vektor chizig'i zaryaddan boshlanib zaryadda tamom bo'lishi mumkinligini ifodalaydi. (9.10) va (9.11) Maksvell tenglamalarining ikkinchi jufti integral ifodasidir. Muhitning xossasi yoki elektr maydon va magnit maydon kuchlanganliklarining sakrab o'zgarishiga sabab bo'lgan sirtlarda uzilish mavjud bo'lganda Maksvell tenglamalarini integral ko'rinishidan foydalaniladi.

Ko'p hollarda fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi elektromagnit maydonni ifodalash uchun (9.8)—(9.11) Maksvell tenglamalarini differensial ko'rinishidan foydalaniladi:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (9.12)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (9.13)$$

Bu Maksvell tenglamalarining birinchi juftini differensial ko'rinishi. (9.12) dan aytishimiz mumkinki, o'zgaruvchan magnit maydon o'zini o'rab turuvchi muhitda emas, hatto vakuumda ham uyurmali elektr maydonni hosil qiladi. Bu o'z navbatida dielektrik yoki vakuumda siljish tokini hosil qiladi. Siljish toki esa o'zgaruvchan magnit maydonni hosil qiladi va shu kabi takrorlanaveradi. Bu birinchi juft Maksvell tenglamalarining fizik mazmunidir.

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \vec{D}, \quad (9.14)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (9.15)$$

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \text{ va } \vec{j} + \sigma \vec{E}$$

Bu Maksvell tenglamalarining ikkinchi juftining differensial ko'rinishi.

Maksvell tenglamalaridan ko'rinadiki, elektr maydonning manbai elektr zaryadlari yoki vaqt bo'yicha o'zgaruvchi magnit maydon. Magnit maydonni esa harakatdagi elektr zaryadlari (elektr toki) yoki vaqt bo'yicha o'zgaruvchi elektr maydon hosil qiladi.

93- §. Erkin fazodagi elektromagnit maydon uchun to'liq tenglamasi

Yuqoridagi paragraflarda ko'rdikki, o'zgaruvchan elektr maydon magnit maydonni va aksincha, o'zgaruvchan magnit maydon elektr maydonni hosil qilib, o'zgaruvchan maydonlarning hosil bo'lishidan elektromagnit maydon hosil bo'ladi va uning tarqalishi natijasida elektro—magnit to'liq sodir bo'ladi. Endi Maksvell tenglamalar sistemasidan foydalanib to'liq harakat tenglamasini keltirib chiqaraylik.

Maksvell tenglamasini bir jinsli neytral ($\rho=0$) tok o'tkazmaydigan ($j=0$) muhit uchun yozaylik:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} &= \mu\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, & \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} &= \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \bar{B} &= \mu\mu_0 \operatorname{div} \bar{H}, & \operatorname{div} \bar{D} &= \varepsilon\varepsilon_0 \operatorname{div} \bar{E}.\end{aligned}\quad (9.16)$$

Bu ifodalarning boshqa ko'rinishi

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \bar{H} &= \vec{j}_y + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}, & \operatorname{div} \bar{D} &= \rho, \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, & \operatorname{div} \bar{B} &= 0.\end{aligned}\quad (9.17)$$

ekanligi bilan taqqoslasak,

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \bar{E} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, & \operatorname{div} \bar{H} &= 0, \\ \operatorname{rot} \bar{H} &= \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, & \operatorname{div} \bar{E} &= 0.\end{aligned}\quad (9.18)$$

Bu ifodalardagi rot belgisi differensialash koordinatalar bo'yicha bo'lishini ifodalaydi. U vaqtda

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \bar{E}) = -\mu\mu_0 \operatorname{rot} \left(\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \right)$$

bo'lib, $\operatorname{rot} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \bar{H})$ bilan solishtirsak va (9.18v) ni hisobga olsak,

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \bar{E}) = -\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2}\quad (9.19)$$

Xuddi shu kabi

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \bar{H}) = -\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2}\quad (9.20)$$

hosil bo'ladi.

Ammo rot va gradlarning o'zaro quyidagicha bog'lanishini hisobga olsak,

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{E} - \Delta \bar{E}$$

hosil bo'ladi. Bu ifodada ortirma emas, balki koordinatalar bo'yicha olingan ikkinchi tartibli xususiy differensial

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

(9.18g) va (9.19) ni nazarda tutsak, bu hosil bo'lgan ifoda

$$\Delta E = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E}{dt^2}$$

Shunday qilib, (9.19) va (9.20) tenglamalar koordinata shaklda \vec{E} vektor uchun (9.19) tenglama quyidagi shaklda yoziladi:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \Delta E_x = 0 \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \Delta E_y = 0 \\ \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \Delta E_z = 0 \end{cases} \quad (9.22)$$

xuddi shuningdek, \vec{H} vektor uchun (9.20) tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 H_x}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \Delta H_x = 0 \\ \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \Delta H_y = 0 \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \Delta H_z = 0 \end{cases} \quad (9.22)$$

umumiy holda (9.19) va (9.20) tenglamalarning yechimlari quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_1 \left\{ t - \frac{(\vec{r}, \vec{n})}{u} \right\} + \vec{E}_2 \left\{ t + \frac{(\vec{r}, \vec{n})}{u} \right\} \\ \vec{H} &= \vec{H}_1 \left\{ t - \frac{(\vec{r}, \vec{n})}{u} \right\} + \vec{H}_2 \left\{ t + \frac{(\vec{r}, \vec{n})}{u} \right\} \end{aligned}$$

Yassi to'liqin bo'lganda \vec{E} vektorining yo'nalishini z o'qi bo'ylab, \vec{H} vektorining yo'nalishini y o'qi bo'ylab yo'nalgan deb tanlab olsak to'liqin tarqalish yo'nalishi \vec{n} ni x o'qi bo'ylab olish qulay bo'ladi. U holda $\cos \alpha = 1, \cos \beta = \cos \gamma = 0$ bo'lganligi uchun $(\vec{r}, \vec{n}) = x$. Bundan

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right)$$

\vec{E}_0 va \vec{H}_0 lar \vec{E} vektor va \vec{H} vektorlarning amplituda qiymatlaridir. Yozilgan yechimlar (9.22) va (9.23) tenglamalarni qanoatlantirish uchun yechimlardagi u tezlik tenglamalardagi doimiylar bilan quyidagicha bog'liq bo'lishi kerak:

$$u^2 = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}$$

yana quyidagi belgilashlar kiritamiz:

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$$

$$n^2 = \epsilon \mu$$

Ular orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi:

$$u = \frac{c}{n}$$

sonlarni qo'ysak: $c^2 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/c}$ - yorug'likni bo'shliqdagi

tezligini topamiz. $u = \frac{c}{n}$ - yorug'likni muhitdagi tezligidir. Demak, muhitning optik xossalari uning elektr (ϵ) va magnit (μ) xarakteristikalari bilan bog'liq ekan. Elektromagnit to'liqlarni o'rganish elektromagnitizm va optika orasidagi uzviy bog'lanishni aniqlab berdi., yorug'lik nurlari elektromagnit to'liqligini ko'rsatib berdi.

94-§. Elektromagnit to'liqin energiyasi.

Umov - Poynting vektori. Elektromagnit to'liqlarning bosimi

Elektromagnit maydonning mavjudligi, elektromagnit to'liqlarning mavjudligi va elektr hamda magnit maydon kuchlanganliklarining fazoda tarqalishidan hosil bo'lishini yuqorida ko'rib o'tdik. Elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining tarqalish tenglamasi

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right)$$

va to'liqin tenglamasi

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$$

bo'lib tarqalish tezligi (9.24) dan iborat edi. Bu tenglamalardan foydalansak,

$$E_0 \sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu \mu_0} \quad (9.25)$$

ifoda hosil bo'ladi.

Elektr va magnit maydonlari mavjud bo'lganda bu maydonlarning hajmiy energiya zichliklarini (18, 66-§ larda) keltirib chiqargan edik, ya'ni

$$\omega_s = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} \quad \text{va} \quad \omega_m = \mu \mu_0 \frac{H^2}{2} \quad (9.26)$$

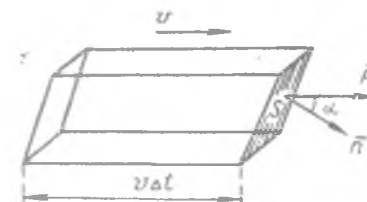
Elektromagnit to'liqinning energiya zichligi esa bu energiyalarning yig'indisidan iboratdir

$$\omega = \omega_s + \omega_m = \frac{1}{2} (\epsilon \epsilon_0 E^2 + \mu \mu_0 H^2) \quad (9.27)$$

(9.24) va (9.25) ni e'tiborga olsak, (9.27) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\omega = \frac{1}{u} EH \quad (9.27a)$$

Elektromagnit to'liqin maydoni o'zi bilan birga energiya olib o'tadi. Buning uchun Δt vaqtda ΔS yuzadan olib o'tilgan energiyani hisoblaylik. Elektromagnit to'liqin asos yuzi ΔS gateng bo'lgan paralleloped qirralariga parallel ravishda u tezlik bilan harakatlanayotgan paralleloped uzunligi $l = u \Delta t$ bo'lsin. U vaqtda energiya o'tayotgan paralleloped hajmi (200-rasm).



200-rasm.

$$\Delta V = \Delta S u \Delta t \cos \alpha,$$

α — ΔS yuzaga o'tkazilgan normal bilan tezlik orasidagi burchak. Olib o'tilayotgan energiya:

$$\Delta W = \omega \Delta V = \omega \Delta S u \Delta t \cos \alpha \quad (9.28)$$

(9.27 a) ni o'rniga qo'ysak, bu ifoda quyidagi ko'rinishga keladi

$$\Delta W = \frac{1}{u} EH \Delta S u \Delta t \cos \alpha = EH \Delta S \Delta t \cos \alpha \quad (9.28a)$$

Bu Δt vaqtda o'tayotgan energiyadir. Vaqt birligidagi energiyani hisoblasak,

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\Delta W}{\Delta t} = EH \Delta S \cos \alpha. \quad (9.29)$$

Yuza birligidan unga tik ravishda vaqt birligida o'tuvchi energiyaga elektromagnit to'liq energiyasining oqimi zichligi deyiladi:

$$\bar{p} = [\bar{E} \bar{H}] = \omega \bar{u}. \quad (9.30)$$

Bu uchchala kattalik — elektr maydon kuchlanganlik vektori, magnit maydon kuchlanganlik vektori va energiya oqimi o'zaro perpendikular joylashgan. Chunki energiya oqimi tezlik yo'nalishida yo'nalgan bo'ladi. (9.30) Umov-Poynting vektori deyiladi.

(9.30) e'tiborga olsak, (9.29) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = p_n \Delta S. \quad (9.29a)$$

p_n — energiya oqimi zichligining normal bo'yicha tashkil etuvchisi.

Tarqalayotgan elektromagnit to'liqning intensivligini aniqlash uchun yassi elektromagnit to'liqni tashkil etuvchi elektr maydon kuchlanganligi va magnit maydon kuchlanganliklarining oniy qiymatlari.

$$E = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{H}{u} \right) \text{ va } H = H_0 \sin \omega \left(t - \frac{H}{u} \right)$$

dan foydalanamiz. U vaqtda Umov-Poynting vektori modulining oniy qiymati quyidagicha ifodalanadi:

$$p = E_0 H_0 \sin^2 \omega \left(t - \frac{H}{u} \right) \quad (9.31)$$

Amalda energiyaning oniy qiymati emas, balki bir davrdagi o'rtacha qiymatidan foydalaniladi. Bir davrda $\sin^2 \omega \left(t - \frac{H}{u} \right) = \frac{1}{2}$ va (9.25) ni hisobga

olsak, vakuum uchun energiya oqimining zichligining o'rtacha qiymati elektromagnit to'liqning intensivligini ifodalab, (9.31) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$I = \langle P \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} H_0^2. \quad (9.32)$$

Demak, elektromagnit to'liqning intensivligi ixtiyoriy nuqtada olingan elektromagnit to'liqni ixtiyoriy tashkil etuvchilarining (YE0, N0) kvadratiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan.

Bu fikrlarni doimiy tok orqali olib o'tiladigan energiyalarga ham tatbiq etishimiz mumkin. Ma'lumki, Om qonunining differensial ifodasi $YE = j\rho$, bunda ρ —solishtirma qarshilik, j - tok zichligi. Radiusi R bo'lgan silindr sirtida vintning o'ng qonuni bo'yicha yo'nalgan magnit maydon kuchlan-

ganligi $H = \frac{I}{2\pi R}$ U vaqtda Umov-Poynting vektori radius bo'yicha silindr ichiga qarab yo'nalgan bo'ladi va yuqoridagilarni hisobga olsak, quyidagicha ifodalanadi:

$$P = EH = j\rho \frac{I}{2\pi R} = \frac{1}{2} \rho R j^2, \text{ bunda } j = \frac{I}{\pi R^2}.$$

Vaqt birligida uzunligi l bo'lgan silindr yon sirtlaridan kirayotgan energiya $W = pS = p2\pi Rl = \rho j^2 R^2 l = QV$, bundagi $Q = \rho j^2$ — hajm birligidan ajralayotgan Joul-Lens issiqligidir. Demak, o'tkazgichning yon sirti orqali elektromagnit energiya kirar ekan.

Elektromagnit to'liqlarning bosimi. Maksvell tenglamalaridan foydalanib, biror yassi sirtga tik tushayotgan elektromagnit to'liqlarning bosimini hisoblash mumkin. Jism sirtida \vec{v} to'liqning magnit maydoni, \vec{E} elektr maydoni va \vec{j} tok zichligi bo'lsin deylik. U holda jismning hajm birligiga ta'sir qilayotgan \vec{f} kuch quyidagiga teng

$$\vec{f} = iB = i\mu\mu_0 H$$

bo'lganligidan sirtga bo'layotgan bosim ma'lumki

$$P = \int_0^a \vec{f} dx$$

ga teng bo'ladi.

Bu yerda \bar{f} f ning biror vaqt oralig'ida olingan o'rtacha qiymatidir. Xususiyl holda yassi to'liqlar uchun Maksvell tenglamalari

$$\frac{\partial D}{\partial t} + i = -\frac{\partial H}{\partial x}, \quad \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial t}$$

ko'rinishga keladi.

Tenglamalarning birinчисini $\mu\mu_0 H$ ga, ikkinчисini $\epsilon\epsilon_0 E$ ga ko'paytirib va ularni qo'shib, quyidagi munosabatlarni hosil qilamiz:

$$\frac{\partial}{\partial t}(DB) + f = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{2}\epsilon\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2\right),$$

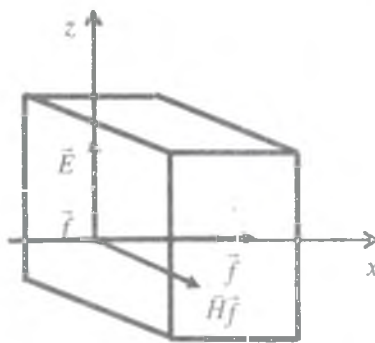
bu yerda tenglikning o'ng tomonidagi katta qavs ichidagi ifodalar elektromagnit to'liqning ko'rilyotgan nuqtadagi energiya zichligi ω ni bildiradi.

Hosil qilingan ifodalarni vaqt bo'yicha o'rtachalaymiz. D va B lar vaqt va koordinataga bog'liq sinusoida ko'rinishida (yoki kosinusoida)gi davriy

funksiyalardir. Shu sababli $DB \sim \sin^2(\omega t - kx)$, $\frac{\partial}{\partial t}(DB)$ esa $\sim \sin(\omega t - kx) \cos(\omega t - kx)$ ko'paytmaga proporsional bo'lib, bir davr

davomida to'rt marta ishorasini o'zgartiradi. U holda $\overline{\frac{\partial}{\partial t}(DB)} = 0$ bo'lib,

ga teng bo'ladi. Bu ifodani $P = \int_0^{\infty} \bar{f} dx$ ga qo'yib integrallasak



201-rasm. Elektromagnit to'liqlarning paydo bo'lishi

$$P = -\int_0^{\infty} \frac{d\omega}{dx} dx = \omega(0) - \omega(\infty),$$

bu yerda $\omega(0)$ elektromagnit to'liqning jism sirtida to'liq energiya zichligidir, $\omega(\infty)$ esa nolga teng bo'ladi.

Agar jism sirti to'liqni qisman qaytarayotgan bo'lsa, bosim $P = (1 + k)\omega(0)$ (qaytarish koeffitsenti) ga teng bo'ladi.

Hamma to'liqni sirt qaytarsa ($k=1$)

$$P = 2\omega(0).$$

Elektromagnit to'liqin bosimini intensivlik I orqali ham ifodalash mumkin:

$$P = \frac{I}{c}(1 + k)$$

Nihoyat, agar elektromagnit to'liqin jism sirtiga normalga nisbatan α burchak ostida tushayotgan bo'lsa, bosim:

$$P = \frac{I \cos \alpha}{c}(1 + k),$$

bu yerda s - yorug'lik tezligi.

Mutloq qaytaruvchi jismlar uchun Quyosh nurlari sirtga normal tushib, uning intensivligi $10^3 \frac{Wt}{m^2}$ ga teng. Quyosh nurlarining sirtga bosimi

$$P = \frac{2I}{c} = 10^{-3} \frac{N}{m^2}.$$

Dipolning elektromagnit maydoni. Dipolning nurlanishi. Dipol momentlarining yo'nalishi elektromagnit maydon tarqalayotgan sferik sirtning o'qi uchun qabul qilinsa, sfera ustiga o'tkazilgan barcha parallellar va meridianlarga \vec{H} va \vec{E} vektorlar urinma bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Magnit maydon va elektr maydon kuchlanganliklari dipol o'qining davomidagi ixtiyoriy nuqtalardanolga teng, ekvator tekisligida esa kattadir. Dipol nurlanishi va energiya oqimining sochilishi ham shu tariqa ro'y beradi. Lekin dipol nurlanishi uchun zaryad biror aniq tezlanish bilan harakat qilishi zarur:

$$q \frac{dv}{dt} = q \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{p}.$$

Vakuumba elektr va magnit maydonlar son qiymati jihatidan o'zaro teng bo'lib, koordinata boshidan hisoblangan masofaga teskari proporsionaldir:

$$E = B = \frac{\ddot{p}}{c^2 r} \sin \theta$$

Yuqoridagi ifodada \ddot{p} di pol tebranishlari A nuqtaga $t' = t - \frac{r}{c}$ vaqtdan keyin kech yetib kelishini bildiradi.

$d\Omega$ fazoviy burchak ostida ko'riladigan elementar magnit to'lqinlarining energiyasini hisoblaylik. \vec{H} va \vec{E} larning o'zaro tikligidan

$$S = \frac{c}{4\pi} EH = \frac{\dot{p}^2}{4\pi c^3} \cdot \frac{1}{r^2} \sin^2 \theta \cdot d\sigma \text{ sirdan nurlanayotgan energiya:}$$

$$dW = Sd\sigma = \frac{\dot{p}^2}{4\pi c^3} \sin^2 \theta d\Omega$$

ga teng. 202-rasmdan $d\Omega = \sin \theta d\theta d\alpha$ teng bo'lib, $dW = \frac{\dot{p}^2}{4\pi c^3} *$

$\sin^3 \theta d\theta d\alpha$ ga tengdir. Elektromagnit maydon energiyasi SI sistema

birliklarida (vakuum uchun) $W = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p_0^2 \omega^4}{c^3}$,

$d\theta$ nuqtada θ ni nol bilan π va α ni noldan 2π oraliqda integrallasak $W = \frac{2}{3c^3} \dot{p}^2$. Dipol momenti garmonik qonunga ko'ra

o'zgarsa, ya'ni $p = p_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right)$ bo'lsa, u holda

$$\dot{p} = p_0 \omega \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

$$\ddot{p} = -p_0 \omega^2 \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

ga teng bo'lib, W ni vaqt bo'yicha o'rtachalab $\sin^2 \omega \left(t - \frac{r}{c} \right)$ ning

o'rtachasi $\frac{1}{2}$ gatengligini nazardatutsak, dipolning hammayo'nalishlar bo'yicha olingan o'rtacha to'liq energiyasini hosil qilamiz:

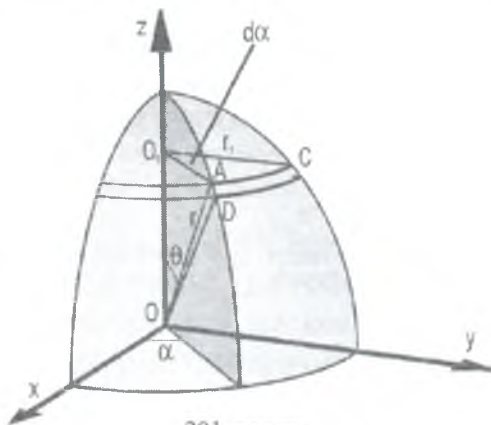
$$\bar{W} = \frac{p_0^2 \omega^4}{3c^3}$$

Elektromagnit maydon materiyaning bir ko'rinishidir. Demak, dipol (Gers dipoli) atrofga uzluksiz ravishda hamma yo'nalishda materiyani

elektromagnit ko'rinishda sohib turadi. Bu maydon o'zi bilan barcha nurlanayotgan maydon energiyasi va harakat miqdorini olib o'tadi.

Sferaning radiusi $r = c(t - t')$ qonun bo'yicha ortadi. Shunday qilib, fazasi o'zgarmas sirtlar konsentrik sferalardan iborat bo'lib, radiatsiya maydoni (mag-

nit maydoni $H \sim \frac{1}{r}$ ga proporsional bo'lgan maydon) hamma tomonga s tezlik bilan sferik



201-a rasm.

Elektromagnit to'liqlar energiyasini aniqlashga doir.

to'liqlar tarqatadi. $E = \frac{\ddot{p}^2}{c^3 r}$

ifoda zaryadlarning yorug'lik tezligidan ancha kichik $v \ll c$ (korrelyativistik) hol uchun o'rinalidir.

Elektromagnit maydon impuls va massasi. Sirtning yuza birligiga ta'sir etayotgan elektromagnit to'liqlarning bosimi uning mexanik impuls ham bo'ladi degan xulosaga olib keladi. Jism sirtiga ta'sir etayotgan kuch dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra vaqt birligi ichida jismga berilayotgan impulsning o'zgarishiga teng.

Agarda g hajm birligidagi maydonning impuls (harakat miqdori) zichligi bo'lsa, u holda jism olayotgan impuls

$$gSc = uS$$

ga teng, bunda u -elektromagnit maydonning energiya zichligi. Bundan

$g = \frac{u}{c}$ ga teng bo'lib, elektromagnit maydonning to'liq impuls zichligidan

hajm bo'yicha olingan integraliga teng

$$\int \frac{u}{c} d\tau = G_m$$

Olingan bu natijalar dinamika qonunlarini elektromagnit hodisalarga ham umumlashtirish imkonini beradi. Bu qonunlar harakatlanayotgan jismlar impulsi \vec{G} dan tashqari elektromagnit maydon impulsi ham mavjud ekanligini ko'rsatadi. Shunday qilib,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{G}}{dt}$$

munosabat faqat jismlarning harakat miqdori \vec{G}_x ga tegishli bo'lmay, balki to'liq impuls \vec{G} ga ham tegishlidir.

$$\vec{G} = \vec{G}_x + \vec{G}_m$$

Agar jismlar sistemasi faqat ichki kuchlar ta'sirida bo'lib, yakkalangan bo'lsa, uning to'liq impulsi o'zgarmay qolaveradi. Endi mexanik va elektromagnit hodisalarni ham o'z ichiga oladigan impulsning saqlanish qonunini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{G} = \vec{G}_x + \vec{G}_m = \text{const}$$

Bundan agar dastlab tinch turgan jism biror yo'nalishda elektromagnit to'liqlar nurlasa, u holda bu jism nurlanishiga teskari yo'nalgan $\vec{G}_x = -\vec{G}_m$ impuls oladi. Bu impuls elektromagnit to'liq olib ketgan impulsiga teng bo'ladi. Harakat miqdori jism massasini uning tezligiga ko'paytmasiga teng bo'lib, uning massasi impulsni tezlikka bo'linganiga tengdir.

Elektromagnit maydonning impulsi chekli s tezlik bilan harakatlangani uchun uni ham faqat harakatdagina massaga ega deb xulosa qilish mumkin.

Faraz qilaylik, d elektromagnit maydonning hajm birligidagi massasi

bo'lsin. U holda $g = cd$ hajm birligining impulsidir. Yoki $cd = \frac{u}{c}$ ekanligini

e'tiborga olsak $u = c^2 d$ ifodani hosil qilamiz. Agar yuqoridagi ifodaning har ikki tomoni elementar fazoviy hajm $d\tau$ ga ko'paytirsak $u d\tau = dW$ energiya o'zgarishini massa o'zgarishi ekanligini ko'rish qiyin emas:

$$dW = dm c^2$$

U holda chekli hajm τ dagi to'liq elektromagnit energiya $W = \int dm c^2 = mc^2$ ga teng bo'ladi, bunda m -maydonning massasi. c ning juda katta bo'lganligidan energiyaning ancha katta o'zgarishiga juda kichik

massa o'zgarishi mos keladi. Lekin yadro va termoyadro reaksiyalarida massaning o'zgarishini albatta e'tiborga olish zarur. Atom yadrolarining parchalanishi va boshqa yadrolarga aylanishida juda million elektron volt tartibida energiya ajraladi, bunday hollarda massa o'zgarishini hisobga olmaslik mumkin emas. Masalan: ${}_3\text{Li}^7 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^4$ reaksiyalarda massa o'zgarishi $\Delta m = 0,018632$ atom massa birligiga $\Delta W = \Delta mc^2 = 17,33 \text{ MeV}$ energiya, ${}_9\text{F}^{19} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_8\text{O}^{16} + {}_2\text{He}^4$ reaksiyada esa massa o'zgarishi $\Delta m = 0,08713 \text{ a.m.b.}$ ga mos $8,11 \text{ MeV}$ energiya ajraladi.

Harakatlanayotgan zarraning elektromagnit massasi. Harakatlanayotgan zaryadli zarra o'z atrofida faqat elektr maydon \vec{E} emas, balki magnit maydon \vec{H} ni ham, elektromagnit maydonni ham hosil qiladi. Shu sababli harakatlanayotgan zaryadli zarraning to'liq impulsi ham, massasi ham zaryad bo'lmaganligidan katta bo'ladi. Bu kabi elektromagnit maydon bilan bog'liq bo'lgan massa elektromagnit massa deyiladi.

Elektromagnit massa zaryadlangan jismning harakat tezligiga bog'liq bo'lib, tezlik ortishi bilan u ham ortadi. Masalan: agar jismning tezligi $d\nu$ ga ortsa energiyasi mos ravishda dW ga massasi dm ga ortadi:

$$dW = dm c^2$$

Dinamikaning massaning tezlikka bog'lanishini e'tiborga oluvchi harakat tenglamasini yozsak, u quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d(m\nu)}{dt} = F$$

yoki $m d\nu + \nu dm = F dt$ energiya o'zgarishi $dW = F dx = F \nu dt$ ga teng. Impuls o'zgarishi energiya o'zgarishini tezlikka nisbati bilan aniqlanadi:

$$m d\nu + \nu dm = \frac{dW}{\nu} = \frac{c^2 dm}{\nu}$$

Bu tenglamani $\frac{dm}{m} = \frac{1}{2} \frac{d\left(\frac{\nu^2}{c^2}\right)}{1 - \frac{\nu^2}{c^2}}$ ko'rinishda yozib, integrallasak,

quyidagini hosil qilamiz:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\nu^2}{c^2}}}$$

Shunday qilib, zarraning juda katta tezlikdagi harakatlarida ($\frac{v}{c} \sim 1$) elektromagnit massa tezlik ortishi bilan ortadi. Shuning uchun tez elektronlar bilan o'tkazilgan tajriba natijalariga mos keladi: $\frac{v^2}{c^2} = x$,

$$\frac{dm}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dx}{1-x}, \quad \ln m = -\frac{1}{2} \ln(1-x) + C, \quad x=0, C = \ln m_0. \text{ U holda}$$

$$\ln \frac{m}{m_0} = \ln(1-x)^{-\frac{1}{2}}, \text{ yoki } m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

95- §. Elektromagnit to'liqlar shkalasi

Elektromagnit to'liqlarning chastotalari va to'liqin uzunliklari diapazoni juda keng. Turli chastotali to'liqlar xossalari va hosil qilish usullari jihatidan farqlidirlar. G. Gres o'z tajribalarida turg'un elektromagnit hosil qilish orqali to'liqin uzunligi bir necha o'n metrdan 0,6 m gacha bo'lgan to'liqlarni, P.N. Lebedev $6 \cdot 10^{-3m}$ gacha, A. A. Glagoleva—Arkadyevalar 10^{-4m} gacha bo'lgan elektromagnit to'liqlarni hosil qilganlar. Shu jihatdan elektromagnit to'liqlarni bir necha turlarga bo'lish zaruriyati tug'ilgan. Elektromagnit to'liqlarning bunday bo'linishi 9-jadvalda keltirilgan bo'lib, u elektromagnit to'liqlar shkalasi deyiladi.

9 - j a d v a l

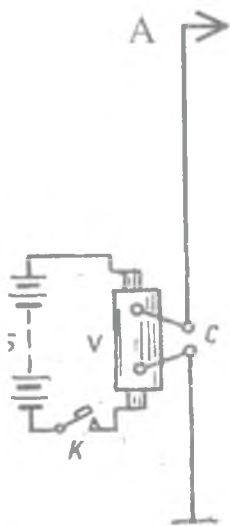
Tartib nomeri	Turlarining nomi	To'liqin uzunligi (m)	To'liqin chastotasi (Gs)	Nurlar manbai
1	2	3	4	5
1	Past chastotali to'liqlar	$>10^4$	$<3 \cdot 10^4$	O'zgaruvchan tok generatori
2	Radioto'liqlar	$10^4 \div 10^{-1}$	$3 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^{10}$	Tebranish konturi va Gers vibratori

1	2	3	4	5
3	Ultradio- to'liqlar	$10^{-1} \div 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{12}$	Yalpi tarqatgich
4	Infrasizil nurlar	$\text{Yu}^{-4} \div 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} \div 4 \cdot 10^{14}$	Lampalar
5	Yorug'lik nurlari	$7,7 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} \div 7,5 \cdot 10^{14}$	Lampalar
6	Ultrabinafsha nurlar	$4 \cdot 10^{-7} + 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{14} + 3 \cdot 10^{16}$	Lampalar
7	Rentgen nurlari	$10^{-8} \div 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{19}$	Rentgen nayi
8	Gamma nurlari	$< 10^{-11}$	$> 3 \cdot 10^{19}$	Radioaktiv yemirilish

Jadvalda ko'rsatilgan to'liqlarning chegara chastotalari va to'liq uzunliklari ma'lum darajada shartlidir. Elektromagnit to'liqlarning qo'shni turlari orasida keskin chegara bo'lmaydi, ularning chastota intervallari bir-biriga o'tib ketadi.

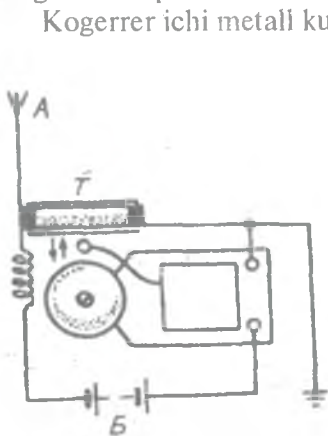
96- §. Elektromagnit to'liqlarni qayd etish. A. S. Popov tomonidan radioning kashf etilishi

Elektromagnit to'liqlar antennadan hamma tomonga bir xilda tarqaladi. Agar elektromagnit to'liqlar o'z yo'lida o'tkazgichlarga uchrasa, u holda to'liqlar bu o'tkazgichlarda tez o'zgaruvchan tok hosil qiladi. Bu toklarning chastotasi ularni vujudga keltirgan elektromagnit maydonning o'zgarish chastotasi bilan bir xil bo'ladi. Bunda elektromagnit maydon energiyasining bir qismi o'tkazgichlarda vujudga kelgan yuqori chastotali induksion toklarning energiyasiga aylanadi. Elektromagnit to'liqlar ta'sirida yuqori chastotali o'zgaruvchan toklar uyg'otadigan o'tkazgichlar qabul qiluvchi antennalar deb ataladi.



201-rasm.

Agar K kalit ulansa, S uchlar oralig'ida tebranish jarayoidan iborat bo'lgan uchqun hosil bo'ladi, buning natijasida A antenna elektromagnit to'liqlar tarqata boshlaydi. Bu to'liqlar qabul qiluvchi stansiyadagi A antennaga yetib borgach (202-rasm), qabul qilgichning Yerga ulangan antennadan va T kogerrerdan iborat zanjirida elektromagnit tebranishlarni hosil qiladi. A.S.Popov elektromagnit to'liqlarni bevosita sezuvchi indikator sifatida kogerrerdan foydalangan. Kogerrer Popov radiosining eng asosiy qismi bo'lib hisoblanadi.



202-rasm.

Qabul qiluvchi antennalardan foydalanib, elektromagnit to'liqlar ustida qilingan tajribalar asosida atokli rus fizigi A.S.Popov 1895 yil 7 mayda dunyoda birinchi bo'lib radioni kashf kildi. U metall kukunlarining yuksak chastotali elektr tebranishlar ta'sirida bir-biriga yopishishi va bu bilan o'zlarining elektr o'tkazuvchanligini oshirish xususiyatidan foydalanib, birinchi elektromagnit to'liqlarni sezuvchi qabul qilgich yaratdi.

A.S.Popov o'z tajribasida elektromagnit to'liqlarni tarqatkich sifatida yerga ulangan antennadan foydalandi. Bunday tarqatkichning sxemasi 201-rasmda tasvirlangan. Sxemada B batareyadan ta'minlanuvchi V — Rumkorf g'altagi bo'lib, batareya kuchlanishini o'zgaruvchan yuqori kuchlanishga aylantirib beruvchi kuchaytirgichdir.

Kogerreri ichi metall kukunlar solingan ikki elektrodli shisha naydan iborat. Uning ishlashi elektr razradlarining metall kukuniga ko'rsatadigan ta'siriga asoslangan. Odatdagi sharoitda metall qirindilari bir-birigajips yopishib turmaydi, shu sababli kogerrerning elektr qarshiligi juda katta bo'ladi. Bunday kogerrerdan yuqori chastotali tok o'tkazilsa, qirindilar orasida juda mayda uchqunlar hosil bo'ladi, bu uchqunlar qirindilarni bir-birigajipslab qo'yadi. Natijada kogerrerning elektr qarshiligi keskin kamayadi. Asbob silkitilsa, metall qirindilari bir-biridan ajraladi va kogerrerning katta qarshiligi yana tiklanadi. Popov kogerrerni silkitib

turuvchi mexanizm sifatida elektr qo'ng'irog'idan foydalanadi. Elektr qo'ng'irog'ining zanjiri elektromagnit to'lqin kelgan paytda kogerrer orqali ulanadi. To'lqin qabul qilinganidan keyin qo'ng'iroq darhol to'xtaydi, chunki uning to'qmog'i qo'ng'iroq kosasiga emas, balki kogerrerga ham uriladi. Shundan keyin qabul qilgich yana yangi to'lqinni qabul qilishga tayyor bo'ladi.

Shunday qilib, Popov qabul qilgichida elektromagnit to'lqinlarning g'oyatda kichik energiyasi kogerrer vositasida qayd qiluvchi apparat — elektr qo'ng'irog'iga energiya beruvchi manba — elektr batareyasini boshqarish uchun foydalaniladi.

Hozirgi radio qabul qilgichlarda mahalliy energiya manbaini boshqarish uchun kogerrer o'rnida elektron lampa yoki tranzistor ishlatiladi.

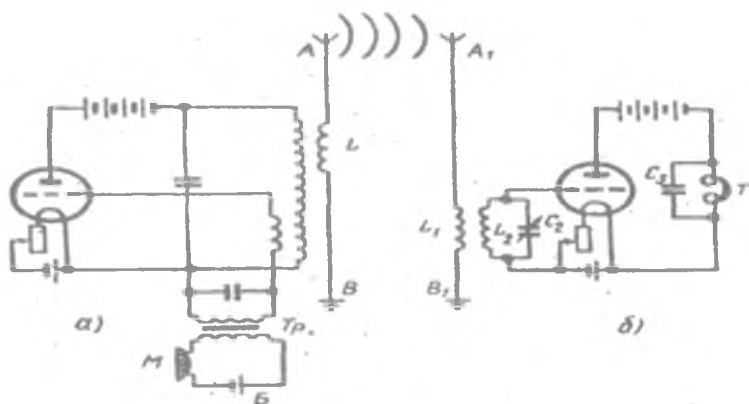
97- §. Hozirgi zamon radioaloqasining prinsiplari

Hozirgi zamon uzatish va qabul qilish radioappaturalarining sxemasi judaturli-tuman vamurakkabdir. Radioaloqaprinsiplarini o'rganishdabiz radiouzatkich va radioqabulqilgichning eng sodda sxemalarini qurish bilan cheklanamiz.

Bizga ma'lumki, barcha tovush tebranishlari past chastotali tebranishlardir. Chunki vaqt birligi ichida uzatiladigan elektromagnit to'lqin energiyasi chastotaning to'rtinchi darajasiga proporsionaldir. Shu sababli past chastotali (tovush chastotali) elektromagnit to'lqinlar deyarli tarqalmaydi. Yuksak chastotali, masalan, lampali generatorda generatsiyalanadigan to'lqinlar yaxshi tarqaladi. Yuksak chastotali tebranishlarni tovush tebranishlariga yoki biror boshqa signallarning tebranishlariga o'zgartirish jarayonini modulyatsiya deb ataladi. Masalan, yuksak chastotali tebranishlar amplitudasini tovush tebranishlari bilan o'zgartirish amplituda modulyatsiyasi deyiladi, bunda modulyatsiyalangan tebranishlarning yuksak chastotasi eltuvchi chastota deb ataladi.

Modulyatsiyalangan yuksak chastotali tebranishlardan maxsus usul bilan qabul qilgichda yana past chastotali tebranishlar hosil qilinadi. Signalni o'zgartirishning bunday jarayoni demodulyatsiya yoki detektorlash deb ataladi. Tebranishlarni detektorlash bir tomonlama o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan maxsus qurilmalar yordamida amalga oshiriladi.

203-rasmda radiouzatgich va qabulqilgichning prinsipial sxemasi ko'rsatilgan. Radiouzatkichning sxemasi (203-a rasm) avtotebranish konturining sxemasiga (165-rasm) o'xshashdir. Ular orasidagi farq shun-



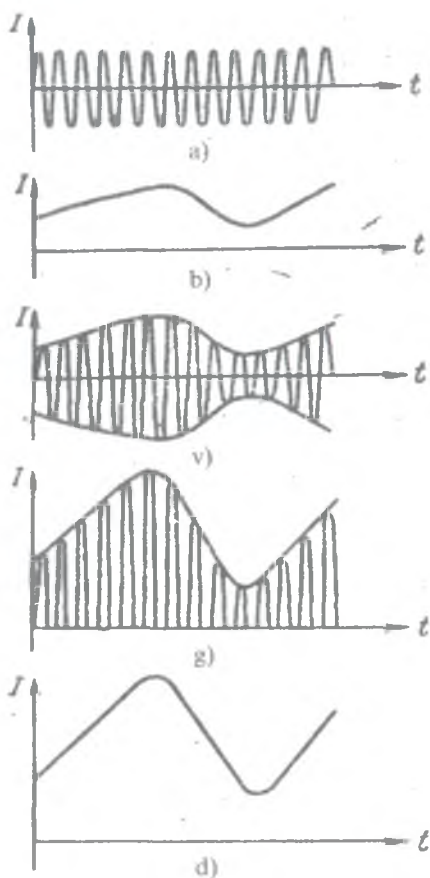
203-rasm.

daki, uzatkich lampasining tur zanjiriga T_r kuchaytiruvchi transformatorning ikkilamchi chulg'ami ulangan, elektromagnit to'liqlarni nurlaydigan ochiq kontur esa A antenna va yerga ulangan L induktiv g'altagi ko'rinishida yasalgan. Transformatorning birlamchi chulg'amiga B batareya va M ko'mir kukunli mikrofon ulangan. Agar M mikrofonta tovush tebranishlari kelmasa, u holda uzatkichning konturida o'zgarmas amplitudali odatdagi elektromagnit tebranishlar bo'ladi (204-a rasm) (rasmda: I-tok kuchi, t-vaqt).

Agar mikrofon membranasiga nutq yoki muzikadan hosil bo'ladigan tovush to'liqlari tushsa, membrana bu tovush to'liqlariga moc ravishda tebrana boshlaydi (204-b rasm). Membrananing tovush tebranishlari ko'mir kukunlariga o'zgaruvchan bosim beradi, buning natijasida mikrofonning qarshiligi, transformatorning birlamchi va demak, ikkilamchi chulg'amidagi tok kuchi ham shunday tebranadi. Natijada elektron lampaning to'rida membrananing tovush tebranishlariga moc o'zgaruvchi qo'shimcha kuchlanish yuzaga keladi. To'r kuchlanishning tebranishlari uzatkich konturining elektr tebranishlari amplitudalarini o'zgartiradi. Shuning o'zi yuksak chastotali tebranishlar amplitudasining past chastotali signal bilan modulyatsiyalashdir (204-v rasm).

Uzatkich tarqatayotgan modulyatsiyalangan yuqori chastotali signal qabulqilgichning antenasiga yetgach (203-b rasm), L_1 g'altakda va u bilan induktiv bog'langan L_2 , C_2 dan iborat konturda, uzatkich konturidagi tebranishlarga o'xshash elektromagnit tebranishlar hosil qiladi, buning uchun qabulqilgichning tebranish konturi C_2 o'zgaruvchan kondensator

yordamida, uzatgichning tebranish konturiga rezonans qilib sozlanishi kerak. $L_2 C_2$ kontur lampaning to'rt zanjiriga ulangan. Shuning uchun unda bo'layotgan elektr tebranishlar lampaning anod zanjiridagi tok va kuchlanishni boshqaradi. Natijada anod zanjirida to'rt zanjiridagi tebranishlarga o'xshash, biroq kuchaytirilgan va to'g'rilangan elektr tebranishlar yuzaga keladi (204-g rasm). Biz ko'rayotgan qabulqilgichda detektor zanjirida to'g'rilangan modulyatsiyalangan yuqori chastotali tebranishlardan past chastotali tebranishlarni ajratib olish uchun detektor zanjirida T telefonga S3 kondensator parallel qilib ulanadi. Kondensatordan yuqori chastotali tok, telefon chulg'ami orqali esa tovush chastotali tok o'tadi. Buning natijasida telefonning membranasi mikrofon membranasi hosil qilgan tovush tebranishlarini, ya'ni uzatkich mikrofoniga kelayotgan tovushlarni eshittiradi (202-d rasm).



204-rasm.

Telefon radioaloqasi jarayoni-ning umumiy xususiyatlari shundan iborat. Qabul qilgich detektorida hosil qilingan tovush chastotali tebranishlardan radiokarnaylarni ishga solish uchun foydalanish mumkin. Agar uzatkichning mikrofonni ikonoskop bilan qabul qilgich telefoni esa kineskop bilan almashtirilsa, yuqorida keltirilgan uzatkich vaqabul qilgichning prinsipial sxemalari televizion radioaloqa uchun ham ishlatilishi mumkin.

8-bob. MODDALARDA MAGNIT HODISALARI

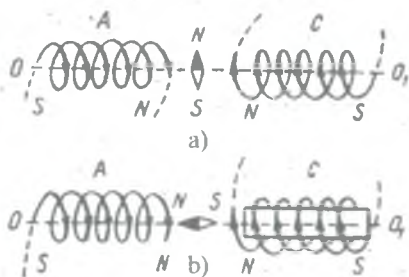
98- §. Moddalarning magnit maydoni

Shu vaqtgacha biz o'rganilayotgan magnit maydonni vakuumda (yoki amalda havoda ham xuddi shuning o'zi bo'ladi) mavjud deb faraz qilib keldik. Endi magnit maydonga muhit (modda) qanday ta'sir qiliishini ko'rib chiqaylik.

Ikkita bir xil A va S g'altaklarni olib, ularni bir-biridan bir oz siljigan holda gorizontal OO_1 o'q bo'yicha joylashtiramiz (205-rasm).

G'altaklar orasiga mahkamlangan vertikal o'q atrofida harakatlana oladigan qilib magnit strelkasini joylashtiramiz. Butun qurilmani magnit strelkasi g'altaklar o'qiga nisbatan perpendikular joylashadigan qilib o'rnatamiz, so'ng ikkala g'altakdan kattaligi bir xil, lekin yo'nalishi qarama-qarshi bo'lgan tok o'tkazamiz (205-a rasm). Bu vaqtda magnit maydoniga joylashtirilgan strelka harakatga kelmaydi, chunki ikkala tokning hosil qilgan magnit maydoni bir xil miqdorda va qarama-qarshi yo'nalgan bo'lgani uchun g'altaklar orasidagi hajmda magnit induksiyasi nolga teng bo'ladi.

Ikkala g'altakdan o'tayotgan tok kuchini o'zgartirmagan holda ulardan birining, masalan, S g'altakning ichiga temir sterjen kiritamiz (205-b rasm). U holda magnit strelkasi o'z holatini o'zgartiradi. S g'altakning magnit maydoni kuchayadi va g'altaklar orasidagi natijaviy maydon noldan farqli bo'ladi. Bu holda temir sterjenning S g'altakning magnit maydo-



205-rasm.

nida magnitlanib qolishini kuzatamiz. Bunday bo'lishini hozirgi zamon fizikasi quyidagicha tushuntiradi. Magnit maydon faqat tok o'tgandagina hosil bo'lmasdan, balki atom va molekullar tarkibidagi zaryadli zarralarning harakatlanishi tufayli ham hosil bo'ladi. Elektronning o'z o'qi atrofida harakati natijasida hosil bo'luvchi impuls momentga o'q yoki spin moment dey-

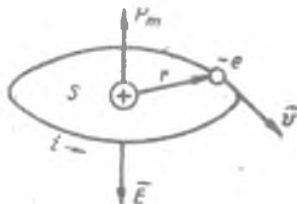
ladi. Elektron ham, atom yadrosi ham spinga ega. Elektronning o'z o'qi atrofida aylanishi spinni, orbita bo'yicha yadro atrofida aylanishi esa orbital momentni berib, ichki magnit maydonni hosil qiladi. Chunki ularning harakati tufayli tok hosil bo'ladi. Bu tokni Amper molekular tok deb atagan. Demak, moddalarning magnitlanishi, yadro atrofida elektronning aylanma harakati natijasida, orbital magnit momentiga (p_{orb}), ikkinchidan, elektronning xususiy aylanma harakati yoki spini mavjudligidan spin magnit momentiga (p_s) va uchinchidan, atom yadrosining xususiy aylanma harakati yoki spini mavjudligi natijasida deb tasavvur kilinadi. Bu magnit momentlar atomlarning tuzilishiga ham bog'liqdir. Atomlarning yadro magnit momentlari elektronlarning orbital va spin magnit momentlaridan juda kichik, chunki yadroning harakat tezligi elektron tezligidan juda kichik.

Yuqorida aytilganidek, elektron orbita (aylana) bo'yicha v chastota bilan aylanma harakat qilganida aylana bo'yicha uning harakatiga qarama-qarshi yo'nalishda aylanma tok hosil bo'lishini keyinroq Eynshteyn va de-Gaaz tajribasida ko'ramiz.

Elektron harakati tufayli hosil bo'luvchi tok $i = ev$ bo'lib,

$$p_{orb} = evS$$

orbital magnit momenta hosil qiladi. Bunda S — orbita yuzi. 206- rasmda ko'rsatilganidek, elektron soat strelkasi bo'yicha, tok kuchi esa soat strelkasiga teskari yo'nalishda bo'lib, hosil bo'layotgan magnit momentining yo'nalishini Parma qoidasiga binoan aniqlasak, pastdan yuqoriga yo'nalgan bo'ladi.



206-rasm.

Orbita bo'yicha impuls momenti (l) esa

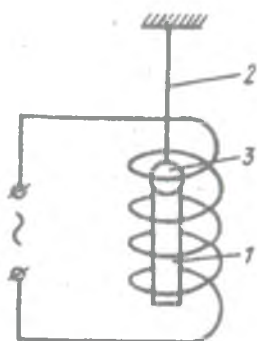
$$l = mvr,$$

bu ham Parma qoidasiga asosan pastga qarab yo'nalgan bo'ladi. Demak, bu ikki vektor o'zaro qarama-qarshi yo'nalgan bo'lar ekan.

Agar magnit momentining impuls momentiga nisbatini olsak,

$$\vec{G} = \frac{\vec{p}_{orb}}{l} = -\frac{1}{2} \left(\frac{e}{m} \right) \quad (10.1)$$

hosil bo'ladi. Bu ifodaga giromagnit nisbat deyiladi. Bundayi manfiy ishora magnit momentlarining teskari yo'nalishda bo'lishini ifodalasa, o'zi solishtirma zaryadni ifodalaydi. Bu ifoda orbita aylanadan iborat bo'lganda emas, ellips shakldagi orbita uchun ham o'rinalidir.



207-rasm.

Molekular tokning mavjud ekanligini aniqlash uchun Eynshteyn va de-Gaaz silindr shaklida temir (1) olib uni ingichkakovars ipiga (2) osib, o'zgaruvchan tok manbaiga ulangan solenoid ichiga tushirgan (207-rasm). Solenoiddan o'zgaruvchan tok o'tishi natijasida unda o'zgaruvchan magnit maydon hosil bo'lib, temir sterjen buriladi. Uni ipga o'rnatilgan ko'zgu (3) orqali kuzatamiz. Bu yerda tok yo'nalishi o'zgarishi bilan sterjen burilishi ham o'zgaradi. Bunga magnitomexanik hodisa deyiladi. Bunday tebranishning asosiy sababi temirning qayta magnitlanishidir. Chunki temirga tashqi magnit maydon ta'sir etishi bilan undagi elementar zarralarning magnit momentlari maydonga parallel ravishda yo'naltirib, aylantiruvchi mexanik moment hosil bo'ladi. Sistemada impuls momentining saqlanish qonuni mavjud bo'lgani uchun elektronlar hosil qilgan natijaviy momentga teng va unga teskari yo'nalishda silindrni aylantiruvchi moment hosil bo'lib, ipga osilgan silindrni buralma harakatga keltiradi. (10.1) dan ko'rinadiki, magnit momenta impuls momentidan katta bo'lishining sababi temirda magnitlanish hodisasi impuls momenta orqali emas, balki elektronning spin harakati tufayli hosil bo'luvchi spin magnit momenta ta'sirida bo'lar ekan.

Atom yoki molekulaning umumiy magnit momenti ular tarkibidagi elektronlarning orbital va spin magnit momentlarining yig'indisidan iborat

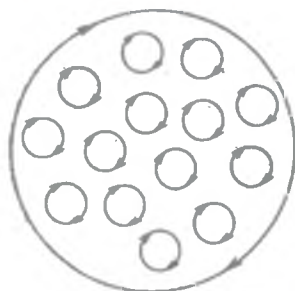
$$\vec{p}_A = \sum \vec{p}_{orb} + \sum \vec{p}_c \quad (10.2)$$

bo'ladi. Demak, magnit maydonga joylashtirilgan barcha moddalar magnitlanish xossalriga ega bo'ladi, ya'ni magnitlanadi, shuning uchun (dastlabki) maydonni ma'lum darajada o'zgartiradi. Magnit maydonga ta'sir ko'rsatadigan bunday moddalarni magnetiklar deyiladi. Moddaning magnitlanishini xarakterlovchi fizik kattaliklardan biri hajm birligidagi atom yoki molekularlarning magnit momenti orqali ifodalanuvchi magnitlanganlik vektoridir:

$$\vec{I} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \vec{p}_{orb} \quad (10.3)$$

Induksiya bilan magnitlanuvchanliklarning o'zaro bog'lanishini aniqlaylik. Buning uchun molekularlardagi elektron toklarning ichki magnit maydon kuchlanganli (N') ni hisoblaylik.

Amper bo'yicha moddaning har bir molekuli aylana tok bo'lib hisoblanadi. Silindr shaklidagi (208-rasm) bir jinsli magnetikni ko'z oldimizga keltiraylik. Bu magnitlangan silindrning molekular toklari silindrning o'qiga tik tekisliklarda joylashadi. Faraz etaylik, molekular toklarning yo'nalishi soat strelkasining yo'nalishi bo'yicha bo'lsin, bunda magnetik kesimining ichki qismlaridagi qo'shni molekular toklarning yo'nalishi bir-biriga qarama-qarshi bo'lib, muvozanatga keladi, muvozanatlanmagan qismigina magnetikning tashqi sirtida bo'ladi. Bu toklarning chiziqli zichligi,



208-rasm.

ya'ni silindrning uzunlik birligida tok $\eta = \frac{i}{l}$ bo'lsin, silindrni hamma uzunligidagi tok $i = \eta l$, bu tokning magnet momenti $p = \eta l S \mu_0 =$

$= \mu_0 \eta V$, V — magnetikning hajmi, bunda $\mu_0 \eta = \frac{p}{V}$ — hajm birligining magnet momenti, bu esa (10.2) ning ta'rifiga muvofiq magnetikning magnitlanganligini beradi. Shunday qilib,

$$\eta \mu_0 = I \quad (10.4)$$

ekan. Ikkinchidan, magnetikdan iborat silindrni bir o'ramli ($n=1$) solenoid deb qarasaq, undan o'tuvchi tok zichligi $\eta = \frac{I}{\mu_0}$ bo'lib, solenoid

ichidagi maydon $H' = \frac{I}{\mu_0}$ bo'ladi. Magnetikdagi magnet maydon induksiya esa

$$B = \mu_0 (H_0 + H') = \mu_0 H_0 + I. \quad (10.5)$$

Bunda N_0 va μ_0 moc ravishda vakuumdagi magnet maydon kuchlanganligi va vakuumning magnet doimiysi. Magnetikning magnitlanganlik vektori maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsionaldir.

$$I = \chi \mu_0 H_0 \quad (10.6)$$

χ — moddaning magnet qabul qiluvchanligi.

(10.6) ni (10.5) ga qo‘ysak,

$$B = \mu_0 H_0 + \chi \mu_0 H_0 = \mu_0 H_0 (1 + \chi) = \mu_0 \mu H \quad (10.7)$$

bunda

μ — moddaning magnit singdiruvchanligi.

99- §. Diamagnetik va paramagnetiklar

Oldingi paragrafda moddalarning magnit xususiyatlarini o‘rganishda (10.7) va (10.8) formulalardan ko‘rinadiki, magnetiklarning magnit induksiylari ularning magnit qabul qiluvchanlik va singdiruvchanlik koeffitsiyentlariga bog‘liq edi.

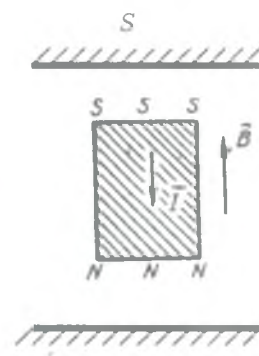
Moddalarning magnit singdiruvchanlik koeffitsiyenti (μ) bir qatlam o‘ralgan solenoid hosil qilayotgan magnit oqimi zichligidan magnetikning magnit oqimining o‘rtacha zichligi necha marta katta ekanligini ko‘rsatadi.

Bu magnit qabul qiluvchanligiga qarab, magnetiklarni quyidagi guruhlariga bo‘lamiz. Agar $\mu < 1$ bo‘lsa, bunday moddalarni diamagnetiklar, bunda $\chi < 0$; $\mu > 1$ bo‘lsa, $\chi > 0$ bo‘lib, bunday moddalarni paramagnetiklar, $\mu \gg 1$ bo‘lsa, $\chi > 0$ va $B = f(\mu)$ bo‘lsa, bunday moddalarni ferromagnetiklar deyiladi.

Diamagnetiklarda qabul qiluvchanlikning manfiy bo‘lishiga asosiy sabab magnitlanganlik vektorining magnitlovchi tashqi magnit maydon induksiya vektoriga qarama-qarshi yo‘nalishidadir (209-rasm). Tashqi magnit maydon ta’siridadiamagnitni tashkil etuvchi dipollarning joylashishi teskari bo‘ladi, ya’ni bir jinsli magnit qutblari (dipol vatashqi maydondagi) ular o‘zaro itarishish o‘rniga o‘zaro tortishadi. Tashqi magnit maydon ta’sirida elektron harakati o‘zgaradi. Bu vaqtda atomlarning magnit momentlari kichik bo‘lgani uchun moddalarning diamagnetik xossalari kuchli bo‘ladi. Deyarli barcha

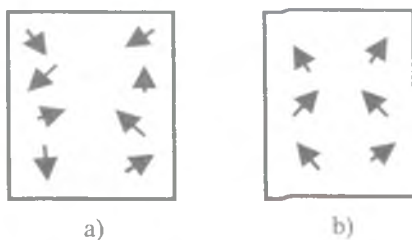
inert gazlar diamagnit xususiyatiga ega. Diamagnitlarda tashqi maydon ta’sir etmaganda atomning magnit momenti nolga teng bo‘ladi.

Paramagnit jismlarga tashqi magnit maydon ta’sir etmaganda ham atomning magnit momenti noldan farqlidir. Tashqi magnit maydon ta’sirida atomlarning magnit momentlari maydon yo‘nalishiga oriyentatsiyalanadi. Ammo oriyentatsiyalanishga atomlarning xaotik harakatlari qarshilik ko‘rsatadi (210-a rasm). Shuning uchun harakat ortishi bilan paramagnit moddalarning qabul qiluvchanligi kamayadi.



209-rasm.

Modda tashqi magnit maydonga kiritilganda atomlarni maydon bo'yi-cha oriyentatsiyalash uchun juft kuchlar ta'sir etadi. Natijada modda ichida atomlarning tartibli joylashishi sodir bo'lib, magnitlanish nolga teng bo'lmaydi (210-b rasm). Paramagnitlarga xos bo'lgan magnitlanganlik vektori tashqi magnit maydon induksiya vektori yo'nalishida joylashadi.

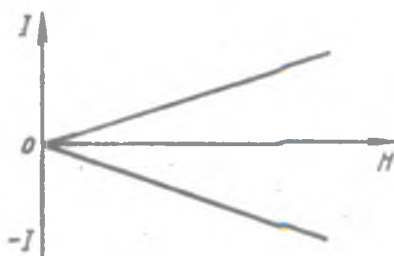


210-rasm.

Paramagnetik va diamagnetiklarning magnitlanganlik vektorini tashqi magnit maydon kuchlanganligiga bog'liqligi 211-rasmda keltirilgan.

Agar koordinata sistemasining bir o'qiga paramagnetikning qabulchanli-

gini ikkinchi o'qiga $\frac{1}{T}$ qo'ysak, to'g'ri chiziq hosil bo'ladi, ba'zi paramagnetiklar uchun bu chiziq koordinata boshidan o'tmaydi, Chunki Kyuri aniqlagan qabul qiluvchanlikni



211-rasm.

$$\chi = \frac{C}{T} \text{ qonuni o'rnida}$$

$$\chi = \frac{C}{T - Q_k} \quad (10.9)$$

$$C = \frac{np_{orb}^2}{3\mu_0 k}$$

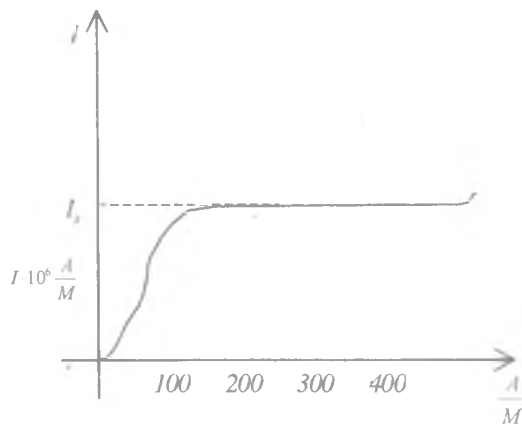
Kyuri — Veys qonuni o'rinli bo'ladi. Bu qonundagi S-do'imiylilik, T—absolut temperatura, Q_k — Kyuri nuqtasi, bu temperaturada moddalar o'zlarining magnit xususiyatini yo'qotadilar, n—atom konsentratsiyasi.

Quyidagi 10-jadvalda ba'zi diamagnetik va paramagnetik moddalarning qabul qiluvchanligi keltirilgan.

Diamagnetik	$\chi \cdot 10^6$	Paramagnetik	$\chi \cdot 10^6$
Azot	-0,0062	Kislorod	1,8
Suv	-9	Aluminiy	21
Kumush	-26	Platina	300
Vismut	-170	Xlorli temir	2500

100-§. Ferromagnetiklar xossasi va tuzilishi

Ferromagnetiklar dia- va paramagnetik moddalardan o'zlarining qabul qiluvchanlik va singdiruvchanlik koeffitsiyentlari va ularning tashqi magnit maydonga bog'liqligi bilan farq qiladi. Shu kabi induksiya, magnitlanganlik vektorlari ham magnit maydon kuchlanganligiga bog'liq. Ferromagnetiklar kuchli magnitlanuvchi moddalardir. Hatto uning magnitlanishi dia- va paramagnetiklarga nisbatan bir necha o'n ming (10^{10}) marta katta bo'ladi. Eynshteyn va de-Gaaz tajribasidan ko'rinadiki, ferromagnetizmni elektronlarning spin momentlari hosil qiladi. Magnit maydon bo'lmagan holda magnitlanish, ya'ni spontan magnitlanish xossasiga ega bo'lgan qattiq jismlar ferromagnetiklar deyiladi.



212-rasm.

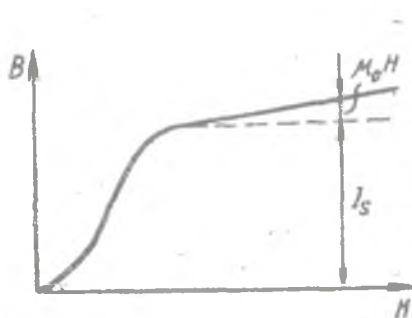
Boshlang'ich holatda magnit momenti nol bo'lgan ferromagnetikning magnitlanganlik vektorini tashqi magnit maydonga bog'liqligi 212-rasmda keltirilgan. Grafikdan ko'rinadiki, magnitlanganlik magnit maydon kuchlanganligi ortishi bilan (10.6) formuladan ham ko'rinadiki, noldan boshlab tez orta boradi, ma'lum qiymatga yetgandan keyin maydon kuchlanganligi ortsa ham u o'zgar-

maydi, ya'ni magnitlanganlik vektori to'yingin holatiga yetadi. Demak, bu vaqtda moddalardagi magnet momenti va spin moment vektorlari deyarli to'la oriyentatsiyalangan bo'ladi.

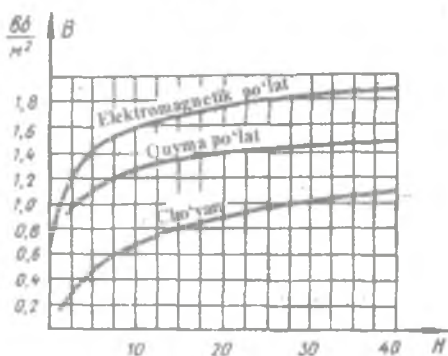
(10.5) orqali ifodalangan magnet maydon induksiya vektorining tashqi maydon kuchlanganligiga bog'liqligi murakkabdir. Magnetlanganlik vektori to'yinganda ham magnet maydon kuchlanganligi hisobiga magnet maydon induksiya vektori orta borishi 213-rasmda, moddalarning tabiatiga bog'liqligi 214-rasmda keltirilgan.

Ferromagnetiklarni xarakterlovchi zarur egrilik bu singdiruvchanlikni

tashqi magnet maydon kuchlanganligiga $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ bog'liqligi. Buni



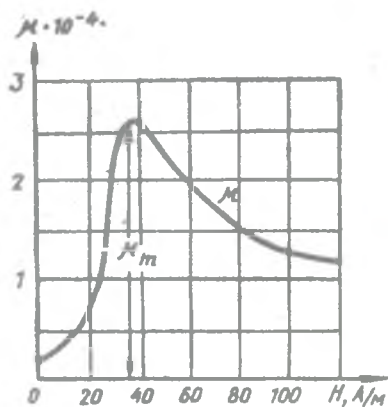
213-rasm.



214-rasm.

birinchi marta yumshoq temir bilan o'tkazilgan tajribada A.S.Stoletov aniqlagan bo'lib, 215-rasmda grafik ravishda ifodalangan. Demak, bu egrilik magnet singdiruvchanlikning ma'lum bir qiymatidan boshlanib, ferromagnet jismlar ham Kyuri va Kyuri-Feys formulasiga bo'ysunadi.

Maksimum qiymatga erishgandan so'ng kamaya borib, asimptotik ravishda uning qiymati birga yaqinlashadi. Ko'pchilik ferromagnetiklarda oddiy temperatura singdiruvchanlik koeffitsiyentining



215-rasm.

maksimum qiymati bir necha ming birlik, ba'zi maxsus tayyorlangan qotishmalarda esa milliongacha yetadi.

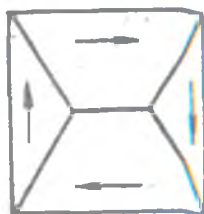
Ferromagnetiklarning qabul kiluvchanligini temperaturaga bog'liqligi murakkabdir. Temperatura pasayishi bilan ferromagnetiklarning qabul qiluvchanligi va singdiruvchanligi pasayib, magnitlanganlik vektorining tuyinish qiymati kamayadi. Ma'lum temperaturadan so'ng ferromagnetik xususiyatlarini yo'qotadilar. Temperaturaning bu qiymatiga Kyuri nuqtasi deyiladi, u (10.9) formula bilan ifodalanadi. Quyidagi 11-jadvalda ba'zi ferromagnetiklarning Kyuri temperaturasi keltirilgan.

11 - j a d v a l

Modda	T_k K	Modda	T_k K
Kobalt	1423	Nikel	633
Temir	1043	30 % permolloy	343
78% li permolloy (22%Fe va 78 % Ni qotishma)	823	Gadoliniy	290

Ferromagnetiklar Kyuri haroratiga ko'ra juda yuqori haroratlarda paramagnetiklarga aylanadi.

Ferromagnetiklarni Kyuri haroratlaridan past haroratda olinsa o'z-o'zidan, ya'ni spontan magnitlanganlikni va ferromagnetikning har bir mikrokristali to'yinishgacha magnitlangan bo'ladi. Bu hol magnit maydon ferromagnetikka ta'sir etmasa ham uning magnitlanishi o'zaro qarama-qarshi bo'ladi. Bu qarama-qarshilikni B.Gozing quyidagicha hal etadi. Har bir mikrokristall spontan magnitlanishda hajmi 10^{-18} m³ gacha bo'lgan, magnitlanganlik vektori turli yo'nalishda bo'lgan mayda bo'lakchalarga bo'lingan bo'ladi. Bu bo'lakchalar domenlar deyiladi. Ularning magnit maydon ta'sir etgandagi natijaviy magnitlanganliklari nolga teng. Domenlar hosil bo'lganda kristall ichida deyarli undan chiqmaydigan magnit oqimi hosil bo'ladi.

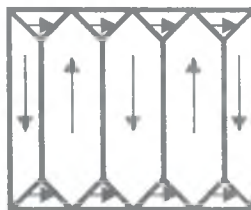


216-rasm.

Bu esa spinlarning oriyentatsiyalanishiga imkon berib, tashqi maydon bo'lmaganda ham ferromagnetiklar magnit xususiyatini saqlab qolishiga olib keladi.

Domenlarning eng oddiy shakli kristallarning kub shaklida tuzilishidir. (216-rasm). L. Landau va YE. Lifshitslar tomonidan domen tuzilishini ideal bir o'qli kristall shaklida qaragan (217-rasm). 217-rasmdan

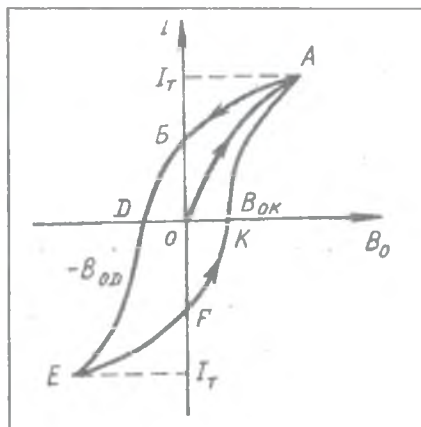
ko'rinadiki, domenlarning o'zaro chegarasi quyidagi ko'rinishda bo'lishi mumkin: qo'shni domenlarning spinlari o'zaro 90° yoki 180° burchak hosil qiladi. Domenlar chegarasi 30—40 atom diametri qalinligida bo'ladi. Ferromagnetiklar uchun yuqorida ko'rgan nochiqliq bog'lanishlardan tashqari gisterezis hodisasining mavjudligi yanada xarakterlidir.



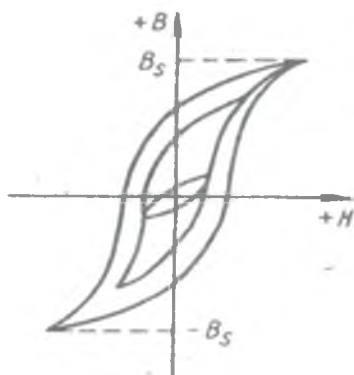
217-rasm.

Agar temir namuna oldindan magnitlanmagan bo'lsa, unga magnet maydon ta'sir eta boshlaganda magnet maydon induksiyasi maydon kuchlanganligining ortishi bilan chiziqli bog'lanishda ortadi (rasmda OA chiziq) (218-rasm). So'ngra maydon kuchlanganligining ortishiga qaramay magnitlanish o'zgarmay qolaveradi (A nuqtadan keyin). Bu vaqtda magnitlanish to'yinadi. To'yinish yuz berganda barcha molekular toklar butunlay maydon bo'ylab joylashadi, shuning uchun tashqi maydonning yanada ortishi bilan bu toklar hosil qilgan maydon boshqa o'zgarmay qoladi. To'yinish holatigacha magnitlangan ferromagnetikda tashqi magnet maydon kuchlanganligini kamaytira boshlasak, u holda magnitlanish va unga moc ravishda induksiya ham kamayadi; biroq u endi grafikda ko'rsatilgan AO chiziq bilan emas, balki AB chiziq orqali kamayadi. Tashqi magnet maydon nolga teng bo'lganda ferromagnetik to'la magnitsizlanmay, ya'ni magnet induksiyasi nolga teng bo'lmaydi. Magnet induksiyasining bu qismiga qoldiq induksiya deyiladi. Bu chizmada OB kesma bo'lib, qoldiq magnitlanish saqlanib qolganligini ko'rsatadi. Uning to'la ravishda magnitsizlanishi uchun

$B_{OK} = -B_{OD}$ ga teng qarama-qarshi yo'nalishdagi tashqi maydon berish zarur. Magnet maydon induksiyasi nolga teng bo'lishi uchun zarur bo'lgan maydon kuchlanganligiga koersitiv (to'xtatuvchi) kuch deb ataladi. Qarama-qarshi maydonni yana kuchaytirishda ferromagnetik qayta magnitlana boshlaydi va to'yinishgacha magnitlanadi (Ye nuqtagacha). Bunda hosil bo'lgan ABDE egrilikka gisterezis sirtmog'ining suyanchig'i deyiladi. So'ngra ferromagnetikni yana magnitsizlash va qaytadan to'yinishgacha



218-rasm.



219-rasm.

sirtmog'i maksimal sirtmoq ichida bo'lib, uni xususiy sirtmoq deyiladi (219-rasm).

Turli xil ferromagnetiklarning gisteresis sirtmog'ining shakli turlicha bo'ladi. Sirtmoqning shakli materialning eng muhim magnet xarakteristikasi hisoblanadi.

Tashqi maydon yo'qotilganida ferromagnetiklar butunlay magnet-sizlanmaydi, balki qoldiq magnet induksiyasini saqlaydi, chunki issiqlik harakati bunday ko'p atomli to'plamlarni—domenlarni tezda orient-sizlay olmaydi. Shu sababli magnet gisteresis hosil bo'ladi. Ferro-magnetikni magnetsizlash uchun koersitiv kuch ta'sir etishi kerak.

Agar magnetni mustahkam materialdan silindr yoki yassi taxtacha shaklida olib, uni magnet maydonga joylashtirib, moddaning koersitiv kuchidan katta kuchgacha magnetlaganimizda olingan jismda moddaning qoldiq magnet maydon induksiyasi namunaning qoldiq magnet maydon induksiyasidan ancha katta bo'lgani uchun u magnetlanadi. Shu tarzda olingan magnetlangan ferromagnet jismlarga doimiy magnet deyiladi. Ular tabiatda magnetlangan temir parchalari sifatida uchrashi mumkin.

101-§. Ferritlar

Fan va texnikaning rivojlanishi natijasida keyingi yillarda yarim o't-kazgichli ferromagnetiklar hosil qilindi. Bularga ferritlar yoki ferromag-netiklar deyiladi. Ferritlar asosan bir yoki ikki valentli metall oksidi bilan temirning Fe_2O_3 oksidan iborat kristall qattiq eritmadir. Ferritning

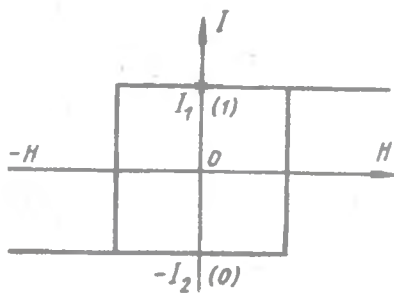
kimyoviy formulasi umumiy holda $(\text{MeO})_x(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{1-x}$ dan iborat. Bunda Me—olingan bir yoki ikki valentli metall.

Juda maydalangan oksidlarni yaxshilab aralashtirib, 1180—1680 K haroratda pishirish orqali ferritlar olinadi. Ferrit rux, kadmiy va boshqalardan iborat bo'lsa, ferromagnit bo'lmaydi, nikel, nodir yer elementlari va boshqalardan iborat bo'lsa, ferromagnit bo'ladi.

Ferritlarning ferromagnit xususiyatga ega bo'lishini Neyel quyidagicha tushuntiradi. Spinlari qarama-qarshi yo'nalgan ikki kristall panjara bir-biriga nisbatan siljigan bo'lganligi uchun ularning magnitlanishi noldan farqli bo'ladi.

Ferritlar tarkibini va termin ishlov berishni o'zgartirish orqali magnit xususiyatlarini o'zgartirish mumkin. U holda ferritdagi koersitiv kuch bir necha yuzdan bir (nikel rux ferritida) qiymatdan to $(2-3) \times 10^5$ A/m gacha (kobaltli ferritda) o'zgaradi. Induktivligi esa 0,30÷0,40 Tl, solishtirma qarshiligi $1 \div 10^7 \text{ Om}''\text{m}$ oralig'ida o'zgaradi. Bundan ko'rinadiki, ferritlarda induktivlik kichik bo'lgani uchun uyurma toklardan xolidir.

Keyingi vaqtda gisterezis sirtmog'i to'g'ri to'rtburchakdan (220-rasm) iborat bo'lgan magniy-marganetsli ferritlar kashf etildi. Bular diametri $(0,5-2)''\text{m}$ bo'lgan toroidlar shaklida tayyorlanib, elektron hisoblash mashinasida elementlarni xotirada saqlab qolish qurilmalarida ishlatiladi.



220-rasm.

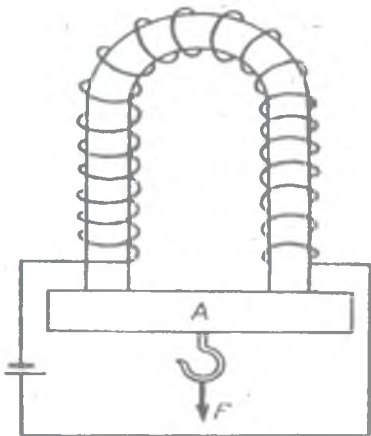
102-§. Elektromagnit va uning ko'tarish kuchi

Temir o'zakli chekli uzunlikdagi solenoidni yarim doira yoki taqasimon shaklida egsak, hosil bo'lgan qurilmaga elektromagnit deyiladi (221-rasm). Elektromagnit yakori deb ataluvchi temir plastinkani elektromagnit uchlariga uni to'liq yopadigan qilib tutashtiramiz. Yakorni elektromagnitda dh elementar masofaga ajratish uchun unga F kuch qo'yamiz. U vaqtda elementar bajarilgan ish:

$$dA = \int \overline{F} dh. \quad (10.10)$$

Yakor bilan elektromagnit oralig'i juda kichik ochilgan bo'lgani uchun magnit induksiya oqim elektromagnit va yakor orqali uzluksiz oqib o'tadi.

Buning natijasida oraliqda hosil bo'lgan elementar magnit maydon energiyasi



221-rasm.

$$dW = \omega_{\mu} S dh = \frac{B^2}{2\mu_0} S dh \quad (10.11)$$

hosil bo'ladi. Bu hosil bo'lgan magnit maydon energiyasi energiyaning saqlanish va aylanish qonuniga asosan (10.10) orqali ifodalangan ishga miqdor jihatdan teng, ya'ni:

$$F dh = \frac{B^2}{2\mu_0} S dh.$$

Bu ifodadan ajratib oluvchi kuch (miqdor jihatdan elektromagnitning F_k ko'tarish kuchiga teng) ni topsak,

$$F_{\mu} = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0} S \quad (10.12)$$

hosil bo'ladi.

Kuchning mexanikadagi tushunchasidan foydalansak, ya'ni kuch energiyaning koordinata bo'yicha olingan birinchi tartibli xususiy hosilasi (differensial) ga tengligidan, ya'ni (10.11) ni differensiallaymiz:

$$F = \frac{dW}{dl} = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0} S \quad (10.12a)$$

(10.12) va (10.12a) ikkalasi ham kuchning bir xil ifodasidir. Bu (10.12) formulalardan ko'rinadiki, elektromagnitning tortish kuchi maydon induksiyasining kvadratiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan.

(10.12) da ifodalangan kuchning ifodasi yakor elektromagnitga yopishib turganda ham o'rinni. Elektromagnitdagi tok kuchi o'zgarmagan holda yakor bilan elektromagnit orasidagi masofa chekli bo'lganda ham magnit maydon induksiyasi kamayib, tortish kuchini hisoblash murakkablashadi. Shunint uchun elektromagnitlar ko'tarayotgan jism ferromagnit bo'lishi kerak. Agar ferromagnit bo'lmagan jismlarni ko'tarish kerak bo'lsa, bu jismlarni ferromagnit yakor ostiga osiladi.

Elektromagnitlar elektrotexnika va avtomatika, elektromagnit rele, elektromufta, yuk ko'targichlar, tibbiyotda, ilmiy tekshirish ishlarida va boshqa joylarda ishlatiladi.

MUNDARIJA

KIRISH	3
--------------	---

1-bob.

ELEKTROSTATIKA

1- §. Jismlarning elektrlanishi. Zaryadning saqlanish qonuni	5
2- §. Kulon qonuni	8
3-§. Elektr maydon. Maydon kuchlanganligi. Maydonlarni qo'shilishi (superpozitsiyasi) ...	12
4- §. Ostrogradskiy - Gauss teoremasi	15
5- §. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining tatbiqlari	18
6-§. Elektr maydonning bajargan ishi. Elektr maydonning potentsiali	21
7-§. Ekvipotensial sirtlar. Potensial gradiyenti	25
8-§. Elektr maydonda o'tkazgichlar	27
9-§. Dipol va uning elektr maydoni	29
10-§. Elektr maydonda dipol	31
11-§. Dielektrikning xossalari va qutblanishi	33
12-§. Elektrostatik induksiya vektori	36
13-§. Elektrofor mashina	41
14- §. Dielektriklar uchun Ostrogradskiy - Gauss teoremasi, uning integral va differensial shakllari	46
15-§. Elektr sig'im	48
16- §. Kondensatorlar va ularning sig'imi	49
17-§. Kondensatorlarni ketma-ket va parallel ulash	56
18-§. Nuqtaviy zaryadlar sistemasining energiyasi. Elektr maydon energiyasining zichligi .	57
19- §. Elektrostatik asboblari	60

2-bob.

O'ZGARMAS TOK

20- §. Tok to'g'risida tushuncha	62
21-§. Tokning zichligi, o'tkazuvchanlik	64
22- §. Om qonunining integral ifodasi	66
23- §. O'zgarmas tokning ishi va quvvati	72
24- §. Joul- Lens qonuni	74
25-§. Qarshilikning haroratga bog'liqligi	75
26- §. Reostat (qarshiliklar)	76
27- §. Qarshiliklarni ketma-ket ulash	78
28- §. Kirxgof qonunlari	79
29- §. Qarshiliklarni parallel ulash	80

3-bob

ELEKTR O'TKAZUVCHANLIKNING KLASSIK NAZARIYASI

30- §. Metallarda zaryad tashuvchilarning tabiati	82
31- §. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi	84

32- §. Klassik nazariyaning qiyinchiligi va kamchiligi	87
33- §. O'ta o'tkazuvchanlik haqida tushuncha	88
34- §. Metallariing kvant nazariyasi haqida tushuncha	91
35- §. Metallar va yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi	92
36- §. Yarim o'tkazgichlarning xususiy va kirishmali elektr o'tkazuvchanligi	95
37- §. Yarim o'tkazgichlarda kontakt hodisasi	98
38- §. Yarim o'tkazgichli diod va tranzistor	100
39- §. Elektrolitlarda elektr toki	102
40- §. Elektrolitlar uchun Om qonuni	107
41- §. Elektrolizning texnikada qo'llanilishi	109
42- §. Kimyoviy tok manbalari	111
43- §. Akkumulatorlar	114
44- §. Gazlarda elektr toki	116
45- §. Gazlarda mustaqil tok (razrad) va uning turlari	118
46- §. Plazma to'g'risida tushuncha	124
47- §. Elektronning chiqish ishi	126
48- §. Kontakt potentsiallar ayirmasi	128
49- §. Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya	132
50- §. Elektron lampalar. Diod va triod	134

4-bob.

O'ZGARMAS TOKNING MAGNIT MAYDONI

51- §. Tokning magnit maydoni	140
52- §. Magnit maydon induksiya vektori	142
53- §. Bio-Savar-Laplas qonuni va uning qo'llanishi	147
54- §. Magnit maydon kuchlanganligi. To'la tok qonuni	150
55- §. Magnit maydon induksiya vektorining uyurmali xarakteri	153
56- §. Magnit induksiya vektorining oqimi. Gauss teoremasi	154
57- §. Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'siri. Amper qonuni	156
58- §. Parallel toklarning o'zaro ta'siri. Tok kuchi birligi – Amper	158
59- §. Magnit maydonga kiritilgan tokli ramka	160
60- §. Magnit maydonda tokli kontur	163
61- §. Tokli o'tkazgichning magnit maydonda harakatlanishida bajarilgan ish	164

5-bob.

ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

62- §. Elektromagnit induksiya hodisasi. Faradey ishlari	166
63- §. Lensning induksiya qonuni	169
64- §. O'zinduksiya hodisasi. Ekstra toklar. Induktivlik	171
65- §. O'zaro induksiya hodisasi	174
66- §. Magnit maydoi energiyasi va uning zichligi	175

6-bob.

ELEKTR VA MAGNIT MAYDONDAGI ZARYADLI ZARRALAR HARAKATI

67- §. Lorens kuchi	178
68- §. Elektr va magnit maydonlarda zaryadli zarralar harakati	180
69- §. Xoll effekti va uning qo'llanilishi	182

70- §. Elektromagnit maydonda plazma. Magnitogidrodinamik (MGD) generatorning ishlash prinsipi	185
71-§. Siklotron	185
72- §. Erkin elektromagnit tebranishlarni hosil qilish	189
73- §. Erkin elektromagnit tebranishlar davri va chastotasi	193
74-§. So'nuvchi elektr tebranish	196
75- §. Majburiy elektromagnit tebranishlar. Rezonans	201
76- §. Lampali generator yordamida elektromagnit tebranishlarni hosil qilish	205

7-bob.

O'ZGARUVCHAN TOK

77- §. O'zgaruvchan tok hosil qilish	208
78- §. Tok va kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymati	211
79- §. O'zgaruvchan tok zanjirida qarshilik	212
80- §. O'zgaruvchan tok zanjirida sig'im	214
81- §. O'zgaruvchan tok zanjirida induktivlik	216
82- §. O'zgaruvchan tok uchun Om qonuni	218
83-§. O'zgaruvchan tok zanjirida rezonans hodisasi	220
84- §. O'zgaruvchan tokning ishi, quvvati va uning foydali ish koeffitsiyenti	221
85- §. O'zgaruvchan tok generatori	225
86- §. O'zgaruvchan tok generatori	226
87- §. O'zgaruvchan tokni to'g'rilash	228
88- §. Transformator	229
89- §. Elektr energiyasini olisga uzatish	231
90-§. Elektromagnit to'lqinlar va elektromagnit maydon	233
91-§. Siljish toki	237
92- §. Maksvell tenglamalari	239
94-§. Elektromagnit to'lqin energiyasi. Umov - Poynting vektori. Elektromagnit to'lqinlarning bosimi	244
95- §. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi	254
96- §. Elektromagnit to'lqinlarni qayd etish. A. S. Popov tomonidan radioning kashf etilishi	255
97- §. Hozirgi zamon radioaloqasining prinsiplari	257

8-bob.

MODDALARDA MAGNIT HODISALARI

98- §. Moddalarning magnit maydoni	260
99- §. Diamagnetik va paramagnetiklar	264
100-§. Ferromagnetiklar xossasi va tuzilishi	266
101-§. Ferritlar	270
102-§. Elektromagnit va uning ko'tarish kuchi	271

Elektromagnit miqdorlarning birliklari

Nomi	Belgisi	Aniqlovchi tenglama	Birligi
Zaryad	q	$q=It$	$A \cdot s=C$ (Kulon)
Potensial	φ	$\varphi=W/q$	$J/C=V$ (Volt)
Elektr maydon kuchlanganligi	E	$\varphi=El$	$V/m=N/C$
Qarshilik	R	$\varphi=IR$	$V/A=\Omega$ (Om)
Sig'ım	C	$q=C\varphi$	$C/V=C^2/J=F$ (Farada)
Elektr doimiysi	ϵ_0	$F=q_1q_2/\epsilon_0\epsilon r^2$	$C^2/Nm^2=F/m$
Induktivlik	L	$W=LI^2/2$	$J/A^2=H$ (Genri)
Magnit oqim	Φ	$\Phi=LI$	$J/A=Wb$ (Veber)
Magnit induksiya	B	$\Phi=BS$	$J/Am^2=T$ (Tesla)
Magnit doimiysi	μ_0	$F/I=\mu\mu_0I_1I_2/r$	$N/A^2=H/m$
Magnit maydon kuchlanganligi	H	$B=\mu\mu_0H$ $H=I/2\pi r$	A/m
Magnit moment	P	$P=IS$	m^2A

Elekromagnitizmga doir doimiylar

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

$$k = 1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ m/F}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$$

$$c^2 = 1/\epsilon_0\mu_0$$

$$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ /mol}$$

$$F = 96500 \text{ C/mol}$$

**JALOL KAMOLOV, IBROHIM ISMOILOV,
UZOQBOY BEGIMQULOV, SAN'AT AVAZBOYEV**

ELEKTR VA MAGNETIZM

Muharrir *Sh.Xudoyberdiyeva*
Texnik muharrir *M.Alimov*
Kompyuterda sahifalovchi *A.Ro'ziyev*

Bosishga ruxsat etildi 04.10.2007. Qog'oz bichimi 60x84 ¹/₁₆.
Hisob-nashr tabog'i 17,5. Adadi 600.
Buyurtma №79

«IQTISOD-MOLIYA» nashriyotida tayyorlandi. 700084, Toshkent,
H.Asomov ko'chasi, 7-uy. Hisob-shartnoma 40-2007.

ISBN 978-9943-13-049-4



9 789943 130494