

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
XALQ TA'LIMI VAZIRLIGI**

**ABDULLA QODIRIY NOMLI JIZZAX
DAVLAT PEDAGOGIKA INSTITUTI**

«TASDIQLANDI»

**A.Qodiriy nomli JDPI
o'quv ishlari prorektori**

B. Mamajonov_____

«__» _____2007 yil

**Fizika-matematika fakulteti
“Fizika va astronomiya” yo'nalishi**

**Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi
fanidan ma'ruza matnlari**

Annotatsiya

Ushbu ma'ruza matni davlat standartiga, ta'lim dasturi mazmuniga qo'yiladigan talablarga muvofiq "Fizika va astronomiya" bakalavr yo'nalishiga mo'ljallangan.

Elektromagnit hodisalari uzlukli hodisalar fizikasidir. Elektrodinamikaning o'rganadigan ob'ekti - elektromagnit maydon, uning xususiyatlari, zaryadlangan zarralar bilan o'zaro ta'siri, matematik apparati esa Maksvell tenglamalari sistemasidir. Talabalar materiyaning yangi bir turi bo'lgan elektromagnit maydonlarning asosiy xossalarini, va maydonning moddiy muxitlar bilan o'zaro ta'sirlashuvini o'zlashtirishi lozim.

Talabalarga bu ikki karashni farqlash, ular orasidagi o'xshashlik va farqni ajrata bilishni o'rgatish muhimdir. Elektrodinamika kursi «Fizika va astronomiya» bakalavrlari tayyorlashda asosiy fanlardan biri hisoblanadi.

“Umumiy fizika” kafedrasi yig'ilishi majlisida muhokama qilingan va tavsiya etilgan (majlisning I-sonli 2007 yil 29 avgustdagi bayonnomasi).

Mazkur ma'ruza matni Jizzax Davlat pedagogika instituti Ilmiy Kengashida ko'rib chiqilgan va tasdiqlangan.

Tuzuvchi:

dots. E. Ergashev.

Taqrizchilar:

**Jizzax politexnika instituti
professori: U. Yuldashev.
JDPI professori: R.Bekmirzayev**

Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi.

1.2 ma'ruza.

Kirish. Elektromagnitizm tabiati xaqida tassavurlarning rivojlanishi to'g'risida tarixiy ma'lumotlar.

Zaryadlarning saqlanish qonuni.

Elektr zaryadning o'zoro ta'siri. Elektr maydon.

Tinch holatda bo'lgan zaryadlar va ular atrofida mavjud bo'lgan elektr maydonning o'zoro ta'sirining nuqtaviy bog'lanish bilan o'rganuvchi bo'linga elektrostatika deyiladi.

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

Ishqalani va ta'sir usuli bilan ayrim jisimlar elektrlanganda, ulardan biri musbat zaryadlansa ikkiachisi manfiy zaryadlanadi va hamma vaqt bu zaryadlarning miqdorlari o'zaro teng bo'ladi. Boshqacha aytganda, neytral jismdagi musbat vamanfiy zaryadlarning miqdorlari xamma vaqt o'zora teng bo'ladi. Nechta musbat zaryad bo'lsa, manfiy zaryad xam shuncha bo'ladi. Yakkalangan sistemadagi zaryadlar miqdori vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu hol zaryadlarning saqlanish qonuni deb yuritiladi.

Rezerford tajribasini esga olaylik. Vodorod (H), geliy (He), ko'mir (C), azod(N), kislorod (O) va boshqa yuzdan ortiq element atomlarining 10^{-10} m hajimli yadrosida massalari qariyb bir hil musbat zaryadli proton va zaryadsiz neytronlar joylashgan bo'lib uning atrofida protonlar soniga teng elektronlar xarakat qiladi. Xar bir atom yoki umuman xar qanday jisimlarga elektronlar soni undagi protonlar soniga teng bo'lsa, ular eng yaqin (10^{-10} m) masofada bir birlarining o'zoro ta'siri bilan bog'langan bo'lib, atrofdagi boshqa muxit zaryadlariga sezilarli ta'sir qilmaydi, bunday jisimlar amalda elektrlanmagan xolda bo'lganligi uchun neytral jism yoki neytral atom deyiladi. Agar ma'lum bir vosita yoki kuchli energetik ta'sir bilan jismda n- dona electron ajratib olinsa, undagui elektronlar soni n-taga kamaygan bo'ladi. Bunday jismni musbat zaryadlangan jism deb yuritiladi, aks xolda jismdagi elctronlar soni undagi musbat zaryadlangan protonlar sonidan ko'p bo'lsa, bu jism manfiy zaryadlangan jism deyiladi. Ko'pincha metallar tezgina elektronlaridan ajralib, musbat zaryadlanadi, gazlar esa manfiy zaryadlanadi. Shuning uchun elektrlanishda bir jism n-dona ikkinchisida n-dona ortiqcha musbat zaryadlar qolgan bo'ladi. Hamma vaqt neytral jismlarda manfiy va musbat zaryadlar soni o'zaro teng bo'ladi, ularning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi. Bu hol ham elektr miqdorining saqlanish qonuni tasdiqlaydi.

Kulon o'z qonunini amaliy isbotlar bilan taklif etganda tinch holdagi zaryadlarning uzoq masofadan turib ta'sir etishini asos etib olingan, ammo Faradey esa 19 asrning boshlarida zaryadlar aro ta'sir bo'sh oraliq orqali o'z-o'zidan o'tmaydi, oraliqda albatta mavjud bo'lgan biron muhit vositasi bilan ro'y beradi degan edi, keyinchlik bu "muhitni" elektr maydon deb yuritila boshladi. Maydondagi kuch chiziqlari va ularning zichligiga qarab uning har bir nuqtasida ro'y beruvchi ta'sir miqdori haqida ham fikr yurita olamiz. Qanday vosita bilan bo'lmasin ob'ektiv

borliqning harakat shakli yoki u bilan ro'y beruvchi xossasini ongimizda aks etishi tasvir qoldirishi sezilsa, u materiya deyiladi.

Ta'rifga ko'ra modda materiyaning bir shakli bo'gani kabi, maydon ham materiyaning bir shaklidir. Aniq tekshirishlar modda va maydonning tabiati bir hil bo'lmasa ham bir necha xossalari umumiy ya'ni bir-biriga to'g'ri kelganini ko'rsatadi. Modda ob'ektiv borliq, maydon ham ob'ektiv borliq. Modda energiyaga ega, maydon ham energiyaga ega, modda harakat va o'zgarish xossalarga ega, maydon ham huddi shunday xossalarga ega va hakoza.

Modda o'z tabiati bilan 100 dan ortiq kimyoviy elementlar shaklida uchrasa, maydon xam tabiati turli bo'lgan gravetasion (o'zoro tortishish) elektr marnit va hakoza ob'ektiv borliqdan iborat. Shuning uchun ham maydon materiyaning shakillaridan bir turidir (misollar keltiladi qaxrabo tayoqchasi bilan elektroskopga ta'sir va hakoza).

Neytral holdagi elektroskop sharchasiga manfiy elektrlangan ebonite sterjin yaqinlashtirilsa, sharchadagi elektronlar elektroskop yaproqlari orqali harakatlanib bir-biridan qochadi, bu manfiy zaryadlar soniga teng bo'lgan musbat zaryadlar sharchada ebonitdagi manfiy zaryadlar bilan bog'langan xolda bo'ladi. Bu holda sharchaga barmoqni tegizsak yaproqchalardan elektronlar biz orqali erga o'tib ketadi, elektroskop yaproqchalari tushib neytral holga keladi, barmoqlarni olsak ham, elektroskop zaryad yo'qligini ko'rsatadi. Ebonit toyoqchani elektroskopdan uzoqlashtiramiz, bunda ebonitning manfiy zaryadlari bilan bog'langan holda ajralib turadi musbat zaryadlarga yaproqchalardan elektronlar o'tib, unda musbat zaryadlar ajralib qoladi va natijada elektroskop yaproqchalari og'b, zaryad borligini ko'rsatadi.

Bu erda sharchadagi musbat zaryadlarning bir-biridan ko'chishi natijasida ularning bir qismi yaproqchalarga o'tgandek seziladi. Bu usulda zaryadlash, elektr ta'sir (induksiya) usulida zaryadlash deb yuritiladi.

Kulon qonuni.

Jismni elektrlangan va neytral holda tarozida tortib ko'rganda ham og'irlik farqini sezish mumkin emas. Ba'zilar ilgari zamonda elektr zaryadi (vazinsiz suyuqlik) bo'lsa kerak uni bir idishdan ikkinchisiga ko'yish mumkun deb yo'laganlar. 18-asr ohirida (1785yil) fransuz fizigi Kulon elektrlangan jismlarning o'zaro ta'sir kuchi oz yoki ko'p bo'lishini sezib, elektrlangan jismda elektr zaryad miqdori oz yoki ko'p bo'lishi mumkunligini 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 qonuni kashf etdi. (Kulon tajribasi tushuntiriladi).

Ma'lumki elastic deformatsiyada burilish burchagi aylantirish momentiga mutanosib bo'ladi, avvaldan tajriba qilib simning burilish deformatsiya koefisientini aniqlab olib, zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchini aniqlab olgan unga to'g'ri kelgan masofani yozib olgach zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi F masofaning kvadratiga teskari proporsional, yani Kulon topgan $F \sim \frac{1}{R^2}$ xulosaga kelamiz.

Masofaga nisbatan sharlarning radiusi $R \rightarrow 0$ darajada kichik bo'lsa, undagi zaryadlarni nuqtada to'plangan yangi nuqtaviy zaryad deb hisoblash mumkin.

Ta'rif: Ikki 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 yonalgan. Kulon qonuning matematik ifodasi quyidagicha bo'ladi.

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \text{ yoki vector ko'rinishda: } \vec{F}_{12} = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = -\vec{F}_2$$

$\vec{F}_{12}$ va $\vec{F}_{21}$ birinchi zaryadning ikkinchisiga va ikkinchi zaryadning birinchisiga ta'sir qiladi.

K-zaryad masofa va kuchlarning o'lchash uchun qabul qilingan birliklar sistemasiga bo'g'liq bo'lgan koefitsent.

SI sistemasida (1) ni $K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ekanligini hisobga olsak (1)ni quyidagicha

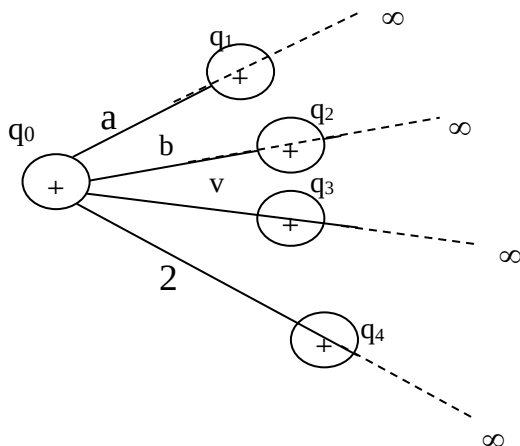
yozamiz $F = k \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$ E_0 vakumning elektr doimiysi.

Zaryadni kulonda, masofani metrda ifodalab $F = 9 \cdot 10^9 H$ deb olsak (chunki $9 \cdot 10^9 H = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Kl^2}{m^2}$) $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{M} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{BM}$

Biron muhit (dielektrik) dagi zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi muhit ta'sir bilan vakuumga nisbatan ϵ marta kam bo'ladi. Shuning uchun umumiy xolda Kulon qonuni quyidagi shakilda yoziladi $\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon \cdot \epsilon_0 r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$
 ϵ – muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi.

Elektr maydon. Maydon kuchlanganligi. Metodlar qo'shilishi (supperpozisiya)

Biron 0 nuqtaga $+q_0$ zaryadni joylashtirgan xolda tinch saqlab, uni atrofiga qandaydir a, b, v nuqtalarga sinash uchun q_1, q_2, q_3 musbat zaryadlarni kiritish bilan

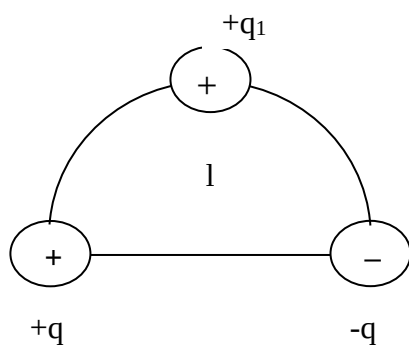


1-rasm

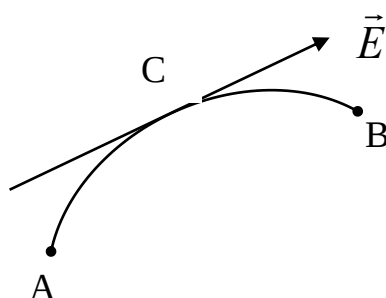
erkin qutib yuborsak, $+q_0$ zaryaddan to'g'ri chiziq bo'ylab cheksizlikgacha uzuqlashadi. (1-rasim). Bu radius chiziqlar q_0 zaryad joylashan 0 nuqtaning hamma atrofini to'ldirib, ularning qay biri yo'nalishida bo'lmasin, ixtiyoriy nuqtasiga keltirilgan paytda qandaydir kuch ta'siri mavjud ekanligini ko'ramiz.

Bunday kuchlar vektorlarning yo'nalishi- q zaryad xarakati tomon yo'nalgan deb qabul qilingan.

Agar biron fazoda l uzoqlikda $+q$ va $-q$ zaryadlar tinch turib, ular orasidagi biron nuqtaga keltirilgan $+q_1$ zaryad erkin ko'yib yuborilsa biror chiziq bo'ylab $+q$ dan $-q$ tomon keladi (2-rasim)



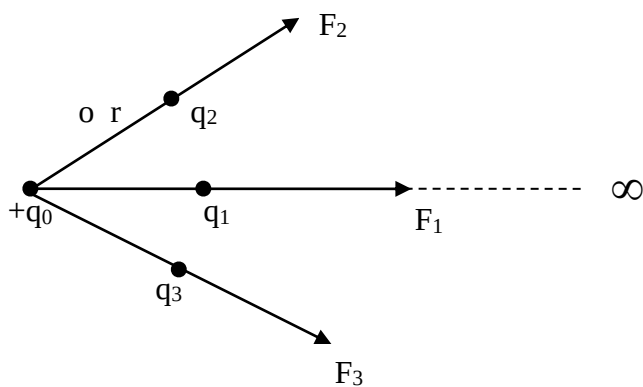
2-rasm



3-rasm

Umumiy holda $+q_1$ zaryadning qo'yilishiga qarab xarakat taektoriyasining ko'rsatuvchi chiziq tog'ori chiziq emas, egri chiziq bo'lishi ham mumkin. Bu chiziqning istalgan nuqtalaridan zaryadga ta'sir etuvchi kuch vektorining yo'nalishi bu egri chiziqning shu olinbagan nuqtasidan (3-rasim) o'tgan urinma egri chiziq bo'lib yo'nalgan bo'ladi. Bunday chiziqlarga elektr maydonning kuch chiziqlari deyiladi.

Kuch chiziqlari bilan tassavur etilgan xodisada kuch ta'sirining ro'y berishi, uning sababchisi sifatida biron moddiy muhit borligini bildiradi. Shu fizik reallik-borliq elektr maydonning o'zginasi bo'lib, y materiya shakllaridan biri hisoblanadi. q_0 zaryadga q_1, q_2, q_3 zaryadlarni navbatma-navbat keltirsak (4-rasm), ularga turli $F_1, F_2, F_3 \dots$



4-rasm

kuchlarning ta'sir etganini ko'ramiz, ammo shu nuqtaga keltirilgan har bir zaryad miqdori birligiga to'g'ri kelgan kuchni o'lchasak, hamma keltirilgan zaryadlar bir hil qiymat kelib chiqadi:

$$\frac{F}{q} = \frac{F}{q} = \frac{F}{q} = \dots = \frac{F}{q}; \text{ Bu ifodadan}$$

har bir nuqta uchun qandaydir bitta qiymat kelib chiqadi.

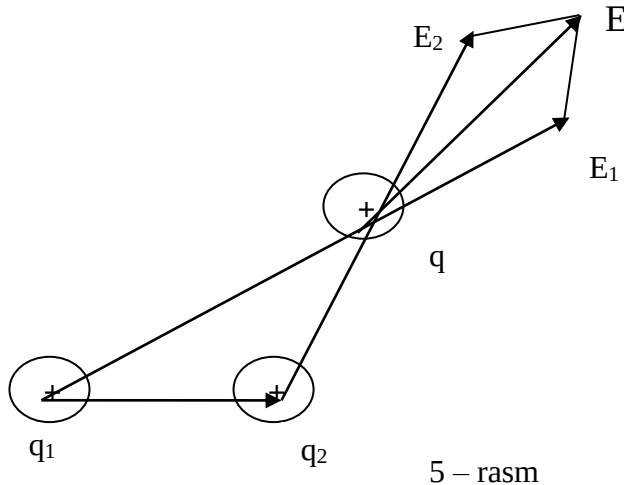
$E = \frac{F}{q} = \frac{F}{q} = \dots = \frac{F}{q}$; bu ifodadagi E ning qiymatini kuch chizig'i bo'yicha olingan turli nuqtalar uchun turlicha bo'ladi va E ga maydonning shu nuqtadagi

kuchlanganligi deb aytiladi: $E = \frac{F}{q}$ kuch vector bo'lganligi uchun kuchlanganlik ham vector: bo'lganligi uchun kuchlanganlik ham vector:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}, \quad \text{bundan} \quad \vec{F} = q\vec{E}$$

Vakuum uchun Kulon qonuni hisobga olinsa: $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_0}{r^3} \vec{r}$

Biron 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 E_1 va E_2 ikkita o'z radial yo'nalishida mavjud bo'lib ularning gometrik yig'indisi to'liq maydonning kuchlanganlik vektorini $\vec{E}$ ni beradi: (5-rasm) $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$



Umumiy yig'indi ta'sirining son qiymati E ular orasidagi burchak α deb olinsa $E = \sqrt{E_1^2 + 2E_1E_2\cos\alpha + E_2^2}$, $\vec{E}$ vektorning yo'nalishi $\vec{E}_1$ va $\vec{E}_2$ lar usrtiga chizilgan parallelogramning diagonali bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.

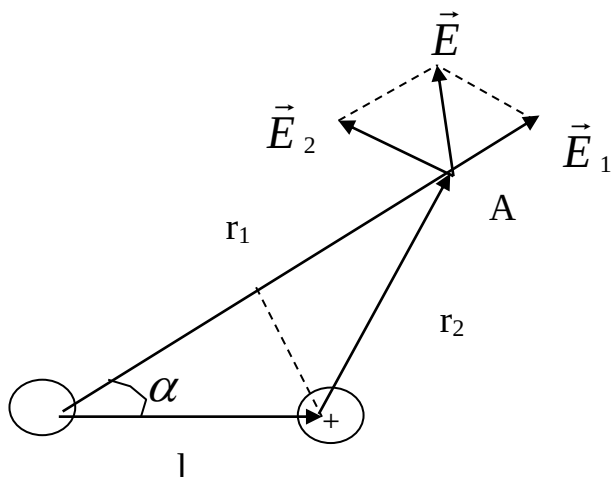
Agar zaryadlar joylashgan nuqtalar ko'p bo'lib ularning ixtiyoriy biron nuqtadagi kuchlanganliklari $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ bo'lsa yig'indi vector

kuchlanganlik $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_n$ Nuqtaviy kuchlanganlik vektorini tashkil etuvchi kuchlanganlik vektorining geometric yig'indisiga teng bo'lishi superpozitsiya prinsipi deyiladi. $F=1\text{H}$ va $q=1\text{Kl}$ bo'lsa: $E = 1 \frac{\text{H}}{\text{Kl}}$:

Dipol'. Uning elektr maydoni, o'zaro ta'siri Bir-biridan juda kichik masofada joylashgan bir zaryad miqdoriga ega bo'lgan qarama-qarshi ishorali nuqtaviy zaryadlar yig'indisi dipol' deyiladi. Dipol' musbat zaryadini zaryadlar orasiga ko'paytmasi dipol' momenti deyiladi. U vector kattalik bo'lishi zaryadlarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq, ya'ni dipol' o'qi bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. $P=q\vec{l}$ yoki $\vec{P} = q\vec{l}$,

$\vec{P}$ -dipolning elektr momenti l- dipolning elkasi q-uning musbat zaryadi dipollarni o'rganishdan asosiy maqsad dielektriklarni elementar dipollardan iborat deb qarab elektr hodisalarini o'rganishga asos bo'ladi. Faraz qilaylik X-o'qi yo'nalishida uzunligi l bo'lgan dipolning zaryadlari $+q$ va $-q$ bo'lsin. Koordinata A(x,y) bo'lgan

nuqtada r- yo'nalishdagi kuchlanganligi $\vec{E}_1$ va unga tik ;yonalishdagi kuchlanganlik $\vec{E}_2$ bo'lsin (1-rasm)



1-rasm

U xolda: $E = \frac{F}{q_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$; agar A nuqta

vakum bo'lsa uning kuchlanganligi

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_1} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{r_1 - r_2}{r_1 \cdot r_2} \quad \text{Rasmdan}$$

$r_1 - r_2 = l \cos \alpha$; $r_1 r_2 = r^2$ deb olsak;

$$U = \frac{ql \cos \alpha}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \alpha. \quad \text{kuchlanish va}$$

maydon kuchlanganligi orasida $E = -\frac{qu}{\partial r}$

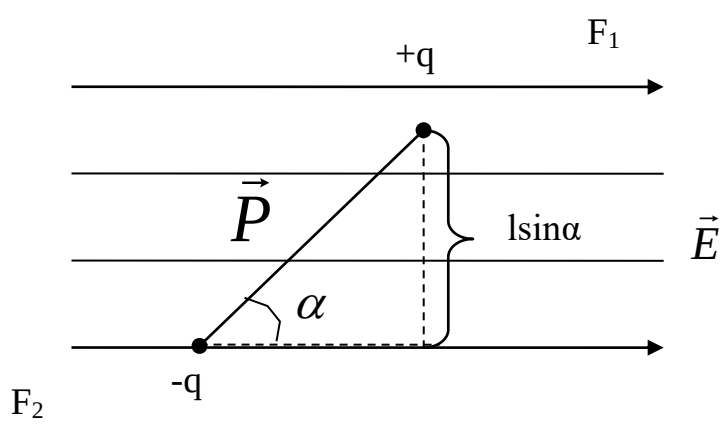
$$\text{bog'lanish mavjudligi sababli } E_1 = \frac{du}{\partial r} = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cos \alpha \quad E_2 = -\frac{du}{\partial r} = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sin \alpha$$

$$\text{Supperpozitsiya prinsipiga asosan; } E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} = \frac{\pi}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \alpha}$$

Agar olingan A nuqta dipol chizig'I bo'yicha olingan to'g'ri chiziq ustida bo'lsa $2=0$ bo'ladi va $E = \frac{P_1^2}{2\pi\epsilon_0 r^3}$; agar A nuqta dipole chizig'ining o'rtasiga tik

$\left(\alpha = \frac{\pi}{2} \right)$ ravishda olingan to'g'ri chiziq ustida bo'lsa $E = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ hosil bo'ladi. Demak

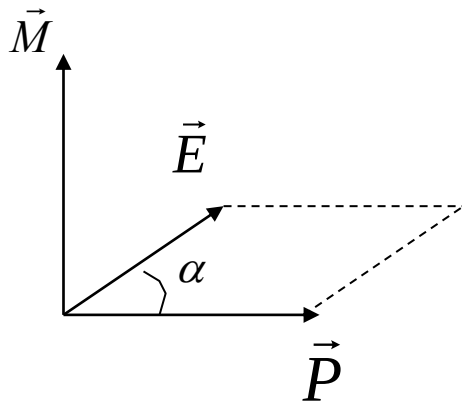
dipole chizig'i yo'nalishida olingan nuqtadagi maydon kuchlanganligi tik chiziq ustida olingan kuchlanganlikdan ikki marta katta bo'ladi. Bir jinsli (kuch chiziqlari parallel) elektr maydoning dipolga ta'sirini ko'rib chiqaylik. Agar dipol momenti tashqi elektr maydon kuchlanganligi bilan ma'lum α -burchak hosil qilsa unga ta'sir etuvchi kuch momenti (1-rasm), qoyidagicha bo'ladi



1-rasn

$M = Fl \sin \alpha = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha$ (1)
 p -dipol momenti, $\alpha = (\vec{p} \wedge \vec{E})$ -dipol momenti va kuchlanganlik orasidagi burchak, M -kuch momenti bo'lib birinchi ifoda kuch momenting son qiymatidir. Uning vector shakli $\vec{M} = [\vec{p} \vec{E}]$ ko'rinishda bo'lib, yo'nalishi $\vec{P}$

va $\vec{E}$ vektorlariga tik bo'lib, parma sistemasini tashkil etadi (2-rasm)



2-rasm

Dipol bir jinsli bo'lmagan elektr maydonga kiritilganda uning ekvipotensial sirtlar orasidagi energiyasi.

$W = -q\varphi_1 + q\varphi_2 = q(q\varphi_1 + q\varphi_2)$ bo'lib, dipol uzunligi juda kichik desak, $\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{d\varphi}{dn} \Delta n$ ni yozish mumkin.

Bu erda Δn ekvipotensial sirtga tushirilgan normal, buning son qiymati: $\Delta n = l \cos \alpha$.

$E = -\frac{d\varphi}{dn}$ ni hisobga olsah $M = ql \frac{d\varphi}{dn} \cos \alpha$ ni

$M = p \frac{d\varphi}{dn} \cos \alpha$ deb yozish mumkin. u holda energiya $W = -pE \cos \alpha = -(\vec{P} \cdot \vec{E})$ ga teng bo'ladi. Bundagi $dA_1 = M d\alpha$ juft kuch momenti tasirida dipolning aylanishida bajarilgan; $dA_2 = p \frac{dE}{dn} dn \cos \alpha$ dipolning massa markazini dn ga $F = p \frac{dE}{dn} \cos \alpha$ kuch ta'siri ostida ko'chishda bajarilgan ish; $\alpha = 0$ bo'lganda $dA_1 = 0$ bo'ladi.

$dA_2 = p \frac{dE}{dn} dn$ bo'lib, kuch $F = p \frac{dE}{dn}$ bo'ladi. Demak bir jisli bo'lmagan maydonda dipole burilib, maydonning kuchli tomoniga tortiladi.

Ostrogradskiy- Gauss teoremasi.

1. Zaryadning sirt chizig'i
2. Elektr zaryadlarning hajm bo'yiga taqsimlanishi
3. Ostragradskiy- Gauss teoremasi.
4. Zaryadlangan yassi cheksiz tekislikning elektr maydoni.
5. Zaryadlangan selindrning elektr maydoni.
6. Zaryadlangan sfera-sharining elektr maydoni.

1. Jismga elektr zaryad berilganda yuzi birligiga to'g'ri kelgan elektr miqdori bilan o'lchanadigan kattalik zaryadning sirt zichligi deyiladi va δ orqali belgilanadi.

S yuzada q zaryad tekis taqsimlansa, $\delta = \frac{q}{S}$;

Zaryad sirt bo'yibcha tekis taqsimlanmagan holda sirtni juda mayda elementlarga bo'lib chiqaylik. U vaqtda har bir yuza elementlarda elektr zaryadni tekis taqsimlangan deb qarash mumkin. Bu yerda yuza elementi ΔS ga Δq elektr zaryad to'g'ri kelsa, zaryadning o'rtacha sirt zichligi:

$\langle \delta \rangle = \frac{\Delta q}{\Delta S}$; cheksiz kichraib borayotgan ikki kattaliklar nisbatining limeti nuqtadagi

zaryad sirt zichligini ifodalaydi:

$$\delta = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{ds};$$

2. Jismning (V) xajm birligiga to'g'ri kelgan elektr zaryad (q) miqdori bilan o'lchanadigan kattalik elektr zaryadning hajmiy zichligi deyiladi va ρ orqali belgilanadi. Yuqoridagi mulohazalaridan foydalanib quyidagini yozamiz

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dv} \text{ va } \eta = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl};$$

η - zaryadning chiziqli zichligi dV va dl mos ravishda olingan hajm va uzunlik elementlari.

3. Hususiy xolda q zaryadni o'rab olgan yopiq sirt orqali o'tuvchi maydon kuchlanganlik oqimini qarab chiqamiz. Buning uchun q nuqtaviy zaryadni radiusi r bo'lgan sfera markazga o'rnatib, sferaning hamma yerda maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \text{ bo'ladi va radial yonalishda bo'lib, nuqta } q \text{ zaryaddan tarqalgan}$$

kuchlanganlik kuch chiziqlarining uni o'rab olgan yuzadan o'tayotgan qiymati kuchlanganlik orqali ifodalanadi. Yopiq kontur ichida olingan zaryadlarning elektr maydon kuchlanganlik, oqimi kontur shakliga bo'g'liq bo'lmay, zaryadlarning algebraic yig'indisiga teng.

$$N_E = \oint E_n dS$$

$$\text{Bu tenglama integrallanganda } N_E = \oint E_n dS = E_n \oint dS = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$$

$$\text{Muhit uchun esa } N_E = \frac{q}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \text{ bo'ladi.}$$

Agar yopiq sirt ichida bir necha $q_1, q_2, q_3, \dots$ nuqtaviy zaryadlar bo'lsa, u vaqtda har bir zaryad uchun kuchlanganlik oqimi $N_1 = \frac{q_1}{\epsilon_0}, N_2 = \frac{q_2}{\epsilon_0}, N_n = \frac{q_n}{\epsilon_0}$ bo'lib, to'la oqim esa

$$N_E = N_1 + N_2 + N_3 \dots N_n \text{ yoki } N_E = \sum_{i=1}^n N_i = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

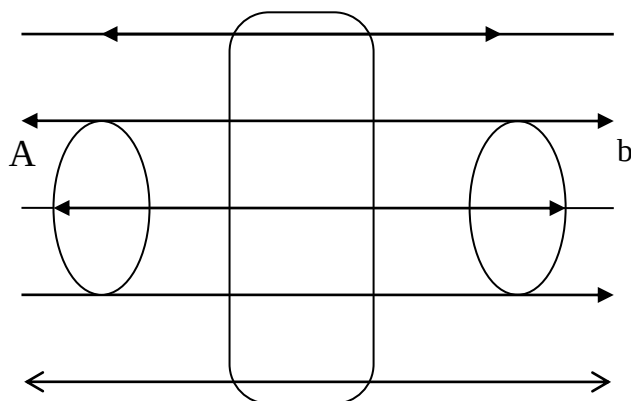
Bu ifodada q -zaryadlarning algebraic yig'indisi. Bu natija har qanday zaryad va zaryadlar sistemasi uchun to'g'ridir.

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

Ostragradskiy-Gauss teorimasi tadbiqu.

4. Teoremdan foydalanib zaryadsirt zichligi δ -bilan zaryadlangan yassi tekislik atrofidagi elektr maydon kuchlanganligini hisoblaymiz.

Bunday tekislikning hamma joyida zaryad sirt zichligi bir hil qiymatga ega bo'lib, kuch chiziqlari shu tekislikka tik va ikki qarama-qarshi tomonga chiqqan bo'ladi. (1-rasm)



$$E = \frac{\delta}{2\epsilon_0}$$

1-rasn

A va B nuqtalar o'rtasidagi maydon kuchlanganligi hisoblash uchun shu nuqtalarda o'tgan kuch chiziqlarga tik olingan ΔS yuzani olamiz, natijada A va B nuqtalar orasida ΔS yuzali silindir hosil bo'ladi ΔS yuzalar kuch chiziqlariga tik bo'lgani uchun har ikki tomonda ham oqimlar musbat bo'lin, ummuyi oqim:

$$N_E = N_1 + N_2 = E \cdot 2\Delta S \quad (1.)$$

Ostragradskiy-Gauss teorimasidan maydon kuchlanganligi oqimi uchun

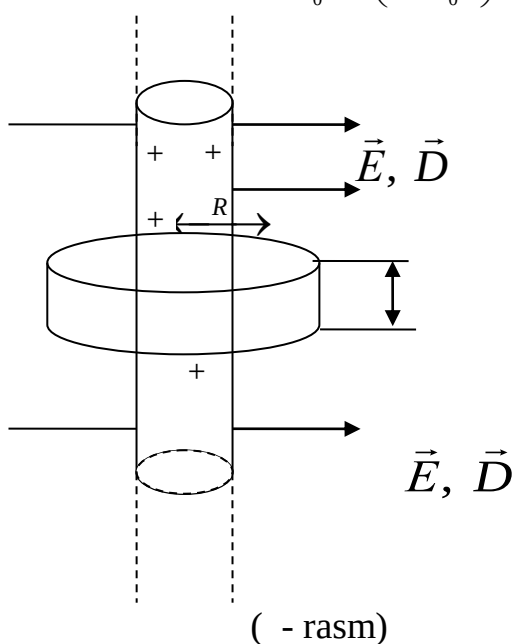
$$N_E = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot \epsilon} = \frac{\delta \cdot \Delta S}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.)$$

$$(1.) \quad \text{va} \quad (2.) \quad \text{ni taqqoslab} \quad E = \frac{\delta}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (3.) \quad \text{ni topamiz.}$$

Demak, zaryadlangan tekislik elektr mayhdon kuchlanganligi o'ng va chap tomonlarda bir hil bo'lib, A va B nuqtalarning uzoqligiga bog'liq bo'lmay, faqat zaryadning sirt zichligiga .bo'g'liq.

Tekisliklardan tashqariga o'ng va chap tomonlarda kuch chiziqlari qarama qarshi

$$\text{yonalishda bo'lsa} \quad E = \frac{\delta}{2\epsilon_0 \epsilon} + \left(-\frac{\delta}{2\epsilon_0 \epsilon} \right) = 0$$



Demak, qarama-qarshi ishorali zaryadlangan ikki tekislik atrofida elektr maydon bo'lmaydi

Uzunligi l, ko'ndalang kesimi r-radiusli selindr olamiz, uning tubi va usti orqali o'tadigan kuchlanganlik oqimi 0 ga teng bo'ladi, chunki vector $\vec{E}$ tub va ust normaliga tik, sirtidan o'tadigan kuchlanganlik oqimi

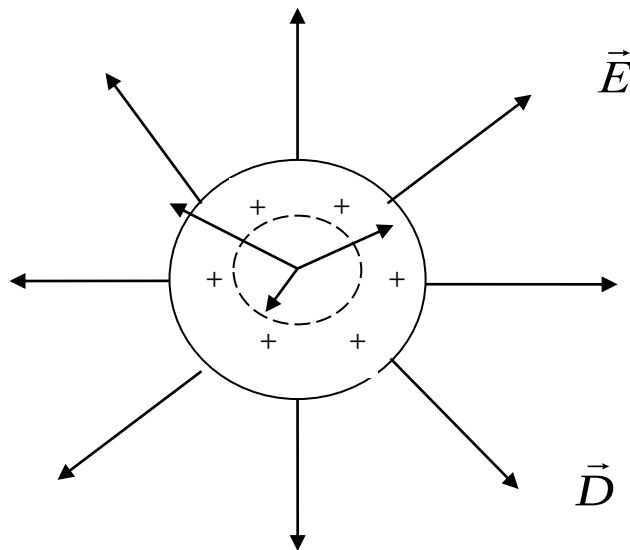
$$N_E = \int E_n dS = 0 \quad \text{bo'ladi.}$$

Zaryadlangan silindirning l-uzunlikdagi yon sirtida $q=2\pi Rl\delta$ elektr zaryad miqdori bor bunda R-zaryadlangan silindr radiusi Ostragradskiy-Gauss teorimasiga asosan kuchlanganlik oqimi $N_E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{2\pi Rl\delta}{\epsilon\epsilon_0} \hat{i}$ $E = \frac{NE}{S} = \frac{2\pi Rl\delta}{2\pi r l \epsilon\epsilon_0}$ yoki $E = \frac{R\delta}{r\epsilon\epsilon_0}$

Demak shartga muvofiq zaryadlangan silindrning elektr maydon kuchlanganligi shu silindr o'qidan berilgan nuqtagacha bo'lgan oraliq r-ga teskari proporsional ekan.

6. Agar sharning sirtida q zaryad tekis taqsimlangan bo'lsa, zaryadning sirtidagi δ -bo'ganda $q=4\pi R^2\delta$; R- shar radiusi.

Endi shu sharni radiusi r bo'gan ikkinchi komsintrik shar sirti bilan oraylik bu vaqtda shu sitr orqali o'tgan maydon kuchlanganligi oqimi: $N_E = \oint E_n dS = 4\pi R^2 E$ bo'ladi $\vec{E}$ va $\vec{n}$ - o'zaro parallel.



Ikkinchi tomondan Ostragradskiy-Gauss teorimasiga ko'ra kuchlanganlik oqimi

$$N_E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \quad \text{va} \quad N_E = 4\pi r^2 E \quad \text{bundan:} \quad E = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon\epsilon_0}$$

Bu formula zaryadlangan sharning markazidan r- masofada o'tgan maydon kuchlanganligini beradi zaryadlangan shar sirti ichida ($R > r$) radiusli sfera ichida zaryad bo'lmagani uchun kuchlanganlik oqimi Ostragradskiy-Gauss teorimasiga asosan nolga teng bo'ladi

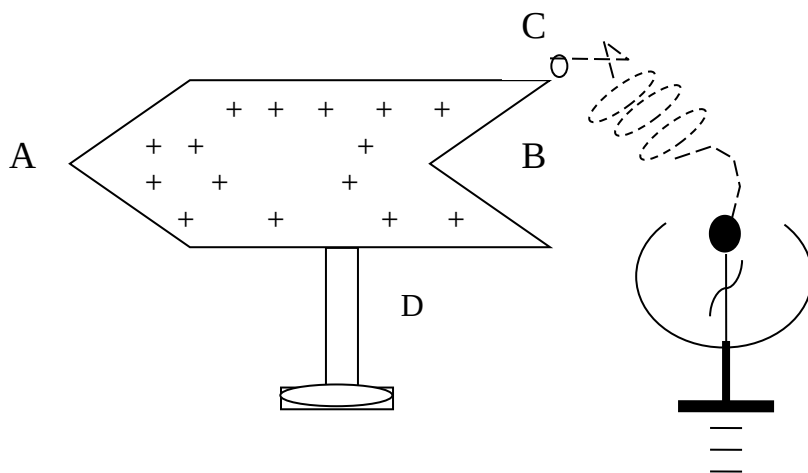
Elektrostatik maydonda o'tkazgichlarning elektr sig'imi.

1. Elektr statik maydonda o'tkazgichlar.
2. Maydon kuchlanganligi.
3. O'tkazgichlarning elektr sig'imi.

1. O'tkazgich metallarda erkin kristal panjara tugunlariga bo'g'liq bo'lmaganelektronlar mavjud, ular gaz mollekulalari kabi metal ichida tartibsiz harakatda bo'ladi. Agar biror metal bo'lagining zaryad jism yaqiniga keltirsak, undagi elektronlar bir tomon o'tib, qarshi tomonga elektronlar kamayadi va u musbat zaryadlanadi. Shu holda ikki qismga ajratilgan metaldagi musbat va manfiy zaryadlarning bir- biridan ajratish mumkin. (Ta'sir bilan zaryadlash) (Elektroskop bilan o'tkazilgan tajriba tushuntiriladi). Metallarda erkin elektronlar mavjud bo'lib, tashqi maydon ta'sirida maydon kuch chiziqlari yonalishiga qarshi tomon yonalishida harakat qilishlari mumkin. Ammo metalga bir jinsli tashqi elektr maydon ta'sir etmasa, ular tajribadagi erkin .elektronlarning tartibsiz harakati tufayli tok hosil

bo'lmaydi. Bir jisimli zaryadlar (erkin elektronlar) bir-biridan uzoqlashadi va ularni metalning sirtiga to'planishga olib keladi.

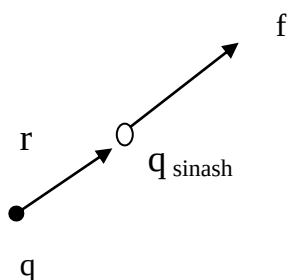
O'tkazgichlar sirtiga erkin zaryadlarning taqsimlanishi quyidagich bo'ladi. Buning uchun izolyator dastali metal sharchadan foydalaniladi.



D- izolyator ustidagi kovak A B shkilbdagi metal jismini o'rnatib uni elektrlaymiz. So'ngra izolyator dastasi o'rnatilgan va elektroskopga sim orqali ulangan C metal sharchani idish devorining turli joylariga tekizamiz. Alohida A ga va alohida B ning ichi qismiga tekizib, sharchaning prujina sim orqali ulangan elektrometr ko'rsatishini kuzatsak, A zaryad

ko'p bo'lgani uchun strelka ko'proq va B da zaryad kam bo'lgani uchun strelka kamroq og'adi. Bundan zaryad A da B da esa kamligi kuzatiladi.

2. sinash zaryadi q_{sin} yordamida nupqtaviy zaryad q paydo qilgan moydonning tekshiraylik.



Zaryad q ga nisbatan holati radius vektor r bilan aniqlangan nuqtaga zaryadni joylashtirsak (rasm) bu zaryadga quyidagi kuch ta'sir qiladi.

$$F = q_{\text{sin}} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{r}{r} \right)$$

Bu ifodadan sinash zaryadiga ta'sir qilayotgan kuch maydonni belgilovchi kattaliklardan tashqari sinash zaryadining kattaligi q_{sin} ga ham bog'liq ekanligi ko'rinadi.

Agar turli kattalikdagi q_{sin} , q_{sin} va hokazo sinash zaryadlarni tanlab olsak, maydonning ma'lum nuqtasida bu sinash zaryadlariga ta'sir qiladigan kuchlar $F_1, F_2...$ ham har hil bo'ladi. Lekin yuqoridagi ifodadan barcha sinash zaryadlar uchun olingan nisbat $\frac{F}{q_{\text{sin}}}$ ga teng ekanligi va r kattalikka bog'liq ekanligi ko'rinadi. Shuning uchun

bu nisbatni elektr maydonning belgilovchi kattalik sifatida qabul qilinadi $E = \frac{F}{q_{\text{sin}}}$ bu

formuladagi vektor kattalik elektr maydonning kuchlanganligi deb ataladi. Elektr maydon kuchlanganligining miqdori ohirgi formulaga muvofiq maydonning ma'lum nuqtasida joylashgan birlik nuqtaviy zaryadga ta'sir qilayotgan kuchga teng. Vektor

$\vec{E}$ ning yo'nalishi musbat zaryadga ta'sir qilayotgan kuchning yonalishiga mos keladi.

3. Agar o'tkazgichga biror q zaryad berilsa, u o'tkazgich sirti bo'yicha shunday taqsimlanadiki, o'tkazgichdagi maydonning kuchlanganligi nolga teng bo'ladi.

Agar q zaryadga ega bo'lgan o'tkazgichga kattaligi xuddi shunday zaryad berilsa, bu zaryad ham oldingi zaryad kabi taqsimlanishi kerak. Aks holda u o'tkazgichda nolga teng bo'lmagan maydon paydo qiladi.

Jismning istalgan ikki nuqtasi uchun olingan zaryad zichliklarning nisbati zaryadlarning kattaligi qanday bo'lishiga qaramay doimiy bo'ladi. Zaryad miqdorining bir necha marta ko'paytirilishi o'tkazgich atrofidagi fazoning har bir nuqtasidagi maydon kuchlanganligini shuncha marta oshiriladi. Demak, birlik zaryad cheksizlikdan o'tkazgich sirtiga istalgan yo'l bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish, ya'ni potensial ham shuncha marta oshadi. Shunday qilib, yakkaqatlam o'tkazgich uchun quyidagini yozamiz. $q = C \cdot \varphi$ (1.)

Potensial va zaryad o'rdasidagi proporsionallik koefitsienti C- elektr sig'imi deyiladi.

$$(1.)\text{-dan } C = \frac{q}{\varphi} \quad (2.)$$

Sig'im son jixatdan shunday zaryadga tengki, bu zaryad o'tkazgichga berilsa, uning potentsiali bir birlikka oshadi. Radiusi R ga teng bo'lgan zaryadlangan sharning potentsialini hisoblaylik. Potensiallar ayirmasi va maydon kuchlanganligi o'rtasida

quyidagi bo'g'liqlik mavjud. $\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_i \cdot dl$ (3.) Shunga asosan sharning potentsiali φ -

ni ifodasi $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$ ni r bo'yicha R dan ∞ gacha bo'lgan chegaralarda

$$\text{integrallaymiz } \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_R^\infty \frac{q}{r^2} dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R} \quad (4.)$$

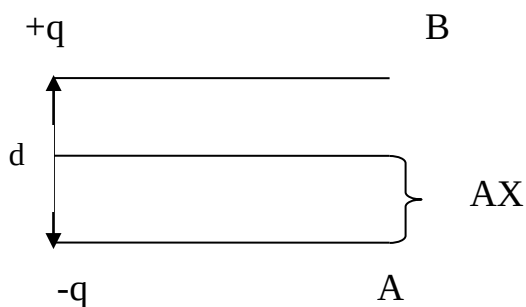
Agar (3.)ni (2.) bilan taqqoslasak, radiusi R ga teng bo'lgan va nisbiy kirituvchanligi ϵ ga teng bo'lgan bir jinsli cheksiz dielektrikga botirilgan yakkaqatlam sharning sig'imi $C=4\pi\epsilon_0\epsilon R$ ga tengligini topamiz.

Sig'im birligi sifatida shunday o'tkazgichning sig'imi qabul qilinadiki, unga 1 K zaryad berilganda potentsiali 1V ga o'zgaradigan bo'lsin sig'imning birligi Farada.

Elektrostatik maydon energiyasi. Elektrostatik maydon energiya zichligi.

1. Kondensatorni zaryadlanishi.
2. Induksiya oqimi.
3. Yassi kondensator sig'imi ifodasi.
4. Maydon energiya zichligi.

Elektrostatik maydonning energiyasini tushinish uchun yassi kondensator zaryadlanishini ko'ramiz. Yassi kondensatorning +q va -q zaryadni qoplamalarini bir-biridan d masofaga uzoqlashtirish uchun o'zaro tortish elektr kuchlarini engib, A ish bajarishga to'g'ri keladi.



Agar shu holda qatlamlar qo'yib yuborilsa, elektr maydon kondensator qoplamalarini bir-biriga yaqin keltirib, o'sha A ishni bajaradi.

Bajariladigan ishga sarf qilinadigan energiya hisobiga qoplamalar orasidagi elektr maydon energiyasi W hosil bo'lgan, shuning uchun $W=A$ qatlamiga

bir hil, keskin qarama-qarshi zaryadlar bilan elektrlangan ikki qatlam oralig'idagi elektr maydon energiyasi zaryadlarni ajratish uchun bajarilgan ishga teng bo'ladi. Umuman, kuchlanganligi $\vec{E}$ bo'lgan elektr maydonga q zaryad keltirilsa, unga maydon $\vec{F} = q\vec{E}$ kuch bilan ta'sir etadi, kuchlanganlik esa $E = \frac{\delta}{\epsilon\epsilon_0}$; Ikkinchi tamondan

$q=\delta S$ hisobga olinsa, $F = qE = \delta S \frac{\delta}{\epsilon\epsilon_0} = S \frac{\delta^2}{\epsilon\epsilon_0}$; Zaryadlangan A-plastinka bu kuch bilan zaryadlangan. B-plastinkaga ta'sir etadi va aksincha.

Rasmdan ko'rinadiki, plastinkalar orasidagi induksiya oqimi $N=q$ va elektr induksiya $D=\delta$ bo'lganidan, kuch uchun quyidagi ifodani yozamiz:

$$F = \frac{D}{2\epsilon\epsilon_0} \delta S = \frac{Eq}{2}$$

Plastinkalardan birini ikkinchisiga nisbatan d -masofaga vakuumda ko'chirilgan ish:

$$A = F \cdot d = \frac{Eq}{2} d = \frac{qU}{2} \quad \text{yoki} \quad \text{div} E dV = \frac{\rho}{\epsilon_0} dV$$

ekanligini hisobga olsak va $D=\delta$ ga asosan $A = \frac{D^2 S d}{2\epsilon_0}$ bo'ladi. Bu ish miqdori kondensator plastinkalari orasidagi elektr maydonning to'la energiyasini ifodalaydi.

Ko'rinib turibdiki, kondensator qatlamlari orasidagi elektr maydonning energiyasi shu maydonning $V=S \cdot d$ hajmiga proporsional bo'ladi. U holda $W = \frac{D^2}{2\epsilon_0} V$; $D = \epsilon_0 E$ ga teng bo'lganligi uchun $W = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V$ bo'ladi.

Yassi kondensator uchun $C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$ edi. Shunga ko'ra kondensator energiyasi;

$$W = \frac{\epsilon_0 S}{2d} U^2 \text{ bo'ladi. } (W = \frac{CU^2}{2} \text{ ni hisobga olsak). } W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} S \cdot l = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V \quad (a)$$

Demak, maydonning hajm birligidagi energiya miqdori bilan o'lchanadigan kattalik energiya zichligi deyiladi. $\omega = \frac{W}{V}$; elektr maydonning energiya zichligi $\omega = \frac{\epsilon_0 E^2}{2}$ bo'ladi. (b)

U holda (a) va (b) formulalarda energiya va energiya zichligi muhit uchun ifodallasak quyidagicha bo'ladi. $W = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} Sl \quad (a')$; $\omega = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2} \quad (b')$.

Dielektriklar va o'tkazgichlar. Dielektrikni qutblanishi. Bog'langan zaryadlar. Dielektrikdagi maydon kuchlanganligi.

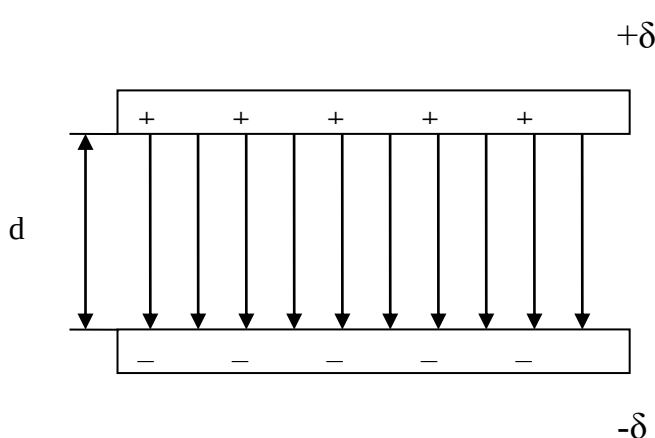
1. Dielektrikning tuzilishi.
2. Dielektrikning qutblanishi.
3. Bog'langan zaryadlar. Elektr indyksiya oqimi.
4. Maydon kuchlanganligi.

1. Ba'zi jismlarda bo'lgan zaryadlar orasidagi masofa atom yoki molekulyar 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 bog'lanmagan erkin elektronlar uchraydi, bular matall ichida ixtiyoriy hamma tamonga erkin harakat qila oladilar, bunday jiamlarga o'tkazgichlar deyiladi.

Bulardan tashqari shunday qattiq jiamlar borki, ularda erkin elektronlar yo'q. ulardan o'tgan toklarning mavjud o'lchov asboblari orqali kuzata olmaymiz. Bumday o'zidan elektronni o'tkazmaydigan yoki yomon o'tkazadigan jismlarni dielektr (izolyator) lar deyiladi. bularga tashqi elektr maydon bilan ta'sir etsak ham undagi elektronlar o'z o'rinlarida tebranib, elektr o'tkazuvchanlik ro'y beradi. Metallarga nisbatan dielektriklardagi elektr o'tkazuvchanlik 10^{20} marta kam bo'ladi, absalyut izolyator yo'q. Havo, sof suv, suyultirilgan ko'pchilik gazlar, suyuq havo, olmos, kvarts, oltingugurt, shisha, rezina, ipak va h k izolyator hiaoblanadi.

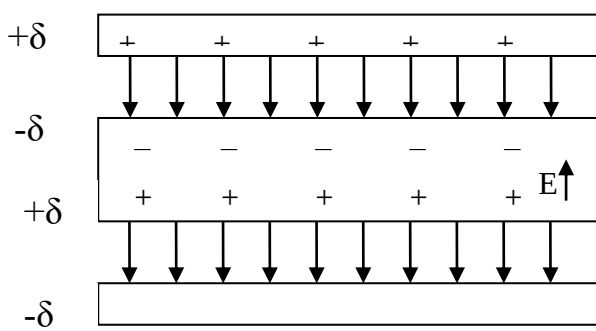
Temperatura ko'tarilishi bilan materiallarning elektr o'tkazuvchanligi kamaysa, dielektriklarda aksincha, elektr o'tkazuvchanlik ortadi. Demak normal sharoitdagi dielektriklarning elektron va yadrolari o'zaro juda katta kuchlanganlik bilan shunday qattiq bog'langanlik, biz qo'ygan kuchlanishga mos kuchlanganlik ta'sirida elektronlar o'z atom yoki molekulasidan ajralmaydi.

2. Ikkita bir-biridan d –masofada o'zaro parallel o'rnatilgan metall plastinkalar musbat va manfiy zaryadlangan bo'lib, plastinkalarda zaryadning sirt zichligi δ_+ va δ_- bo'lsin. Ular orasidagi muhit vakuum bo'lsa, musbat zaryadlangan plastinadan elektr maydon kuch chiziqlarining hammasi manfiy zaryadlangan plastinaga etib boradi. Bu holda vakuumdagi elektr maydon kuchlanganligi $E_0 = \frac{\delta}{\epsilon_0}$ bo'ladi.

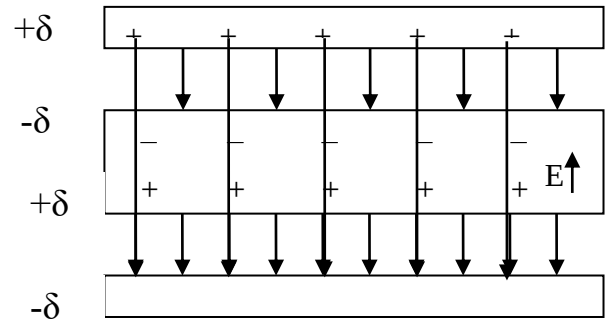


+δ Agar vakum o'rnida izolyatsiyalangan metal o'tkazgich kiritilsa, uning erkin elektrolari δ_+ dan chiqqan kuch chiziqlari bilan bog'lanib, o'tkazgichning δ_- tomondagi sirti musbat zaryadlanadi va shu zaryadlar orqali δ_+ dan chiqqan kuch chiziqlariga teng kuch chiziqlari δ_- plastinaga borib etadi, metall ichida maydon

bo'lmay, δ_- ga etgan kuchlanganlik $E = E_0 = \frac{\delta}{\epsilon}$ bo'ladi (rasm b)



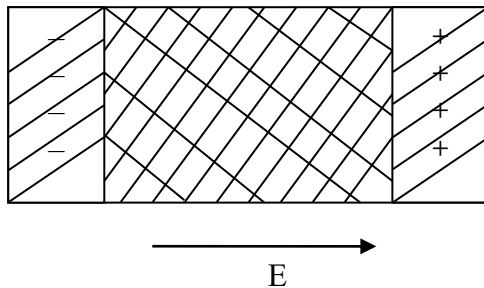
b) o'tkazgich



v) o'tkazgich

Agar o'rtadagi vakuum o'rniga dielektrik bo'lsa (rasm v) tashqi elektr maydon ta'sirida dielektriklarni tashkil etuvchi atom yoki molekulyar maydon bo'yicha siljib tartibli joylashadi va uning ikki tomoni va manfiy zaryadlanadi

(rasm). Bu hodisaning qutblanishi deyiladi.



δ_+ dan chiqqan kuch chiziqlarining bir qismi dielektriklarning tartibga tushgan zarralarning manfiy zaryadlari bilan bog'lanib, δ_- li plastinaga borib etmaydi, bog'lanmay qolgan kuch chiziqlarigina manfiy zaryadlangan plastinaga borib etadi. Dielektrikka bog'langan kuch chiziqlar E_0 ga teskari yo'nalishda $E = \frac{\delta'}{\epsilon\epsilon_0}$ kuchlanganlikning hosil qiladi.

Dielektrikdagi natijaviy kuchlanganlik $\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_k$ bo'ladi.

Ikkinchi tamondan δ_+ dan chiqqan hamma E_0 kuchlanganlik elektrostatik induksiya teng, $\epsilon_0 E_0 = D$, shuning uchun $E = E_0 - E_k$ $D = (E + E_k)\epsilon_0$

Agar dielektr kondensator qoplamalariga tegib tursa δ_+ va δ_k , δ_- va δ_k zaryad zichliklari bilan birga juda yaqin bo'ladiki, ularning birgalikdagi ta'siri o'tkazgich-dielektrik bir-biridan $\delta' = \delta_- - \delta_k$ sirt zaryad zichligi bilan ajralib turgan bo'ladi. Bu zichliklarga mahsus nomlar berilgan: δ' - effektiv yoki umumiy, δ_k - bog'langan yoki qutblangan, δ - haqiqiy (aslida ozod) zaryad sirt zichligi.

Bu erda δ' yig'indi elektr maydonni aniqlaydi, haqiqatdan dielektriklardagi hosil bo'ladigan maydon kuchlanganligi.

$$\epsilon_0 E = D - \epsilon_0 E_k = \delta - \delta_k = \delta'; \text{ dema}$$

Ko'pchilik dielektriklar uchun qutblash vektori kuchlanganlikka proporsional $P = XE\epsilon_0$; bunda X - elektrlashish koefisienti bo'lib, uning qiymati dielektrikning tabiatiga bog'liq.

Qutblanish vektorining qiymatini elektr siljish D - ifodasiga kiritdik:

$$D = E\epsilon_0 + \epsilon_0 XE = \epsilon_0 (1 + X)E \quad 1 + X = \epsilon \quad \text{va} \quad D = \epsilon\epsilon_0 E \text{ bo'ladi.}$$

Ma'lumki, $\varepsilon = \frac{D}{\varepsilon_0 E}$ hisobiga olinsa, $\frac{1}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_0 E}{D} = \frac{\delta'}{\delta}$;

bu muhitning effektiv zaryadi δ' erkin δ zaryadlardan necha marta kam ekanligini ko'rsatadi.

3. Elektr maydon kuchlanganlikvektorini shu muhit dielektrik singdiruvchanligiga bo'lgan ko'paytmasi elektr induksiya vektori deyiladi. $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$

Nuqtaviy zaryad uchun $D = \frac{q}{4\pi r^2}$ Ikki turli muhitda zaryad va masofa bir hil

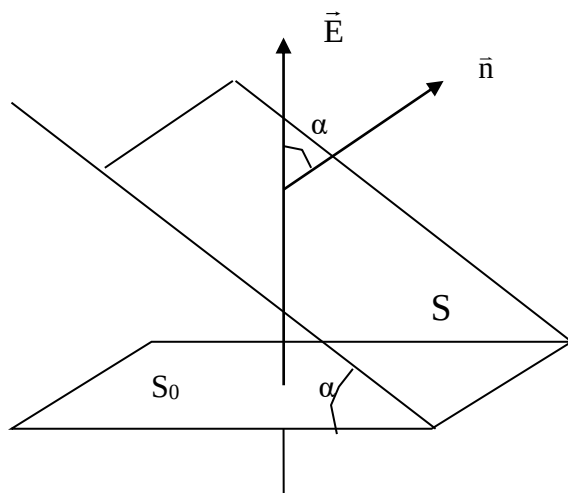
bo'lganda $D_1 = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E = \frac{q}{4\pi r^2}$ va $D_2 = \varepsilon_2 E \varepsilon_0 = \frac{q}{4\pi r^2}$

Demak $D=D_2$ bo'ladi. Ya'ni elektrastatik induksiya dielektrikning tabiatiga bog'liq

emas ekan.

Induksiya vektori $\vec{D}$ ni tasvirlovchi chiziqlarni induksiya chiziqlari deyiladi. istalgan yuza S orqali o'tuvchi induksiya chiziqlarining soni induksiya oqimi deyiladi Kuch chiziqlari maydonning har bir nuqtasida kuchlanganlik induksiya vektorining yo'nalishini ko'rsatadi. Induksiya chiziqlariga tik bo'lgan ds yuza orqali o'tuvchi induksiya oqimi elementi $dN=Dds$ bo'ladi.

Agar yuza tushirilgan normal $\vec{n}$ induksiya chiziqlariga nisbatan qiya o'rnatilgan bo'lsa, bu vaqtda shu yuza orqali o'tuvchi induksiya oqimi kamroq bo'ladi.



$$dN = Dd \cos \alpha = D_n dS; \quad \text{bu erda} \quad D_n = D \cos \alpha$$

ya'ni induksiya oqimi elementi dN induksiya vektori $\vec{D}$ ning S yuzaga tushirilgan normal yo'nalishdagi proeksiysi bilan yuzaning ko'paytmasiga teng. Agar sirt elementlari cheksiz kichik bo'lsa va uning har biri cheksiz kichik deyilsa, yig'idi oqim quyidagicha bo'ladi.

$$N = \int D_n dS$$

Yopiq sirt orqali o'tuvchi induksiya oqimi esa $N = \oint D_n dS = \sum_{k=1}^n q_k$ bo'ladi.

Demak induksiya oqimi yopiq sirt bo'yicha o'tuvchi dielektrikdagi erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng.

Dielektrikdagi maydon kuchlanganligi deganda E ning haqiqiy maydoni fizikaviy cheksiz kichik hajm bo'yicha olingan o'rtacha qiymati tushiniladi. Dielektrikdagi haqiqiy maydon malekulalari maydon orasidagi masofalarda kuchli o'zgaradi. Lekin maydonning mikroko'pik jismlarga ta'siri ko'ringanda bu

o'zgarishlar sezilmaydi va maydonning ta'siri E ning o'rtacha qiymati bilan aniqlanadi.

Makroskopik maydon ikkita maydonning ustma-ust qurilishi natiijasida paydo bo'ladi. Bu maydonlardan birinchi E_0 ni erkin, ya'ni jismlarni bir-biriga tekkitganda bir jismni ikkinchisiga o'ta oladigan zaryadlar paydo qilsa, ikkinchi E_1 ni bog'langan zaryadlar paydo qiladi. superpozitsiya prinsiplariga asosan

$$E = E_0 + E_1 \quad (1)$$

Bog'langan zaryadlar deganda ular tartibiga kirgan molekullarning tashqarisiga chiqa olmaydigan zaryad tushiniladi. (1) ifoda orqali belgilanadigan E vector uchun Gauss teoremasini quyidagicha yozi sh mumkin.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} (\sum q + \sum q') \quad (2)$$

Ya'ni E vektorning yopiq sirt orqali hisoblanganda faqat erkin zaryadlarning yig'indisigina emas balki shu sirt ichidagi bog'langan zaryadlarning yig'indisini ham e'tiborga olish kerak. Shuning uchun (2) formula E vektorning dielektridagi kattaligini topish uchun yaramaydi, chunki bu formula kattalikni bog'langan zaryadlar q' orqali ifodalaydi, bu zaryadlar esa o'z navbatida E orqali topiladi.

(2) ifodadan q' ni chiqarib yuborish va R vektorning oqimi bilan almashtirish uchun (2) ifodani quydagi formula birlashtirib, quydagi ifodaga ega bo'lamiz,

$$\oint (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \cdot d\vec{s} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} \quad (3)$$

Integral ostidagi qavs ichidagi ifoda biz izlayotgan yordamchi kattalikdir. Uni D bilan belgilaymiz va elektr siljish (elektr induksiya) deb ataymiz.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \text{bundan} \quad \oint \vec{D} \cdot d\vec{s} = \sum q$$

O'zgarmas tok. Zanjirning bir qismi uchun Ohm qonuni.

O'tkazgich qarshiligi. O'ta o'tkazuvchanlik.

1. Tok to'g'risida tushuncha.
2. Ohm qonuni. O'tkazgich qarshiligi.
3. Solishtirma qarshilik va temperatura orasidagi bog'lanish.
4. O'ta o'tkazuvchanlik.

1. Elekt zaryadlarning bir tomonlama oqimi elektr toki deb yuritiladi. Zaryadlarning qaysi tomonga harakat qilishidan qat'iy nazar, elektr tokining yo'nalishi shartli ravishda musbat zaryadlarning harakat yo'nalishi deb qabul qilingan.

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

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

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

bo'ladi. O'tkazgichning uchlariga ma'lum potentsiallar ayirmasi qo'yilgan zohati elektr maydon yorug'lik tizimi bilan o'tkazgichda tarqaladi va bu maydon o'z navbatida o'tkazgichning hamma joyda mavjud bo'lgan erkin elektronlarni kichik potentsialli joylardan katta potentsialli joylarga qarab harakat qilishga majbur etaadi, natijada o'tkazgich bo'ylab bir tomonlama yo'nalishda elektr toki o'ta boshlaydi. O'tkazgichda elektr maydon kuchlanganligi 100v/m bo'lganda, elektronlarning harakat tezligi 0,1m/s ga yaqin bo'ladi. S.I.sistemasida tok kuchining birligi 1A hisoblanadi; $J=q/t$

2.Om qonuniga asosan bir jinsli metal o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi o'tkazgichdagi kuchlanish tushuvchi I ga proporsional bo'ladi;

$$J=1/RI \quad (1)$$

Bir jinsli o'tkazgich deb, tashqi kuchlar ta'sir etmaydigan o'tkazgichga aytiladi. Bu holda kuchlanish o'tkazgichlar uchlaridagi $\phi_1-\phi_2$ potentsiallar ayirmasiga teng bo'ladi. R- kattalik o'tkazgichning qarshigi deb ataladi. Qarshilik birligi Om bo'lib, u shunday o'tkazgichning qarshiligi 1B bo'lganda o'tkazgichdan 1 A tok o'tadi.

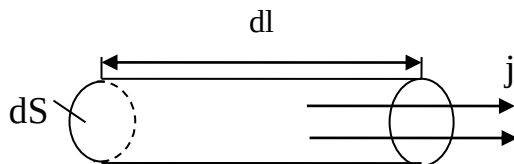
Qarshilikning materialiga bog'liq. bir jinsli silindrsimon o'tkazgich uchun

$$R = \rho \frac{l}{s}$$

l-o'tkazgich uzunligi, s-uning ko'ndalang kesim yuzasi, ρ -o'tkazgich

yasalgan materialning tartibiga bog'liq bo'lib, solishtirma elektr qarshilik deyiladi.

Om qonuniga differensial ko'rinishda yozish mumkin. O'tkazgich ichidagi qandaydir nuqta atrofida fikran, yasovchilari shu nuqtadagi tok zichligi vektori j ga parallel bo'lgan elementar silindrik hajm ajratamiz.



Silindrning ko'ndalang kesimidan jds tok oqadi. Silindrga qo'yilgan kuchlanish Edl ga teng, bunda E-berilgan nuqtadagi kuchlanganlik.

Silindrning qarshiligi $\rho \frac{dl}{ds}$ gat eng. Bu qiymatni (1) ga qo'ysak $jds = \frac{ds}{\rho dl} E \cdot dl$ ifoda hosil bo'ladi.

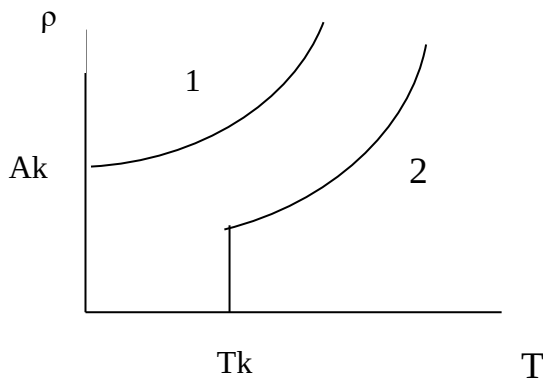
Zaryad tashuvchilar har bir nuqtada E vector yo'nalishi bo'ylab harakatlanadi. Shuning uchun j va E ning yo'nalishi mos tushadi. $j = \frac{1}{\rho} E = \delta E$ ifodani yozamiz.

bunda $\delta = \frac{1}{\rho}$ materialning elektr o'tkazuvchanlik koeffisienti yoki o'tkazuvchanlik deyiladi.

Ohirgi ifoda Om qonuning diferensial ko'rinishni ifodalaydi. Ko'pchlik metallarning solishtirma qarshiligi temperatura oshishi bilan tahminan chiziqli qonun bilan oshib boradi. $\rho = \rho_0(1 + \alpha^0)$ $\rho_0 - 0^0 C$ dagi solishtirma qarshilik.

Absalyut temperaturaga o'tsak $\rho = \alpha \rho_0 T$ gat eng. Past temperaturada bu qonundan chetlanish mavjud. Ko'pchilik hollarda ρ_{qol} ning kattaligi materialning tozaligiga va undagi qoldiq mehanik kuchlanishlarga kuchli bog'langan. SHuning uchun ρ_{qol} materiallarga texnik ishlov bergandan so'ng keskin kamayadi. Ideal

to'g'ri panjaraga ega bo'lgan absolyut toza metal uchun absolyut nol' temperaturada $\rho = 0$ Metallar va qotishmalarning ko'pchilik guruhlarida bir necha Kel'vin gradus tartibdagi temperaturada qarshilik sakrab nol'ga aylanadi. (grafik 2-chiziq)



O'ta o'tkazuvchanlik deb ataluvchi bu xodisani birinchi bo'lib 1911 yilda Kamerling-Onnes simobda payqagan. Keyinchalik o'ta o'tkazuvchanlik xodisasi qo'rg'oshin, qalayi, ruh, alyuminiy va boshqa metallar shuningdek bir qator qotishmalarda payqaldi. Har bir o'ta o'tkazuvchan modda o'zining T_k kritik temperatirasiga ega bo'lib, bunda u o'ta o'tkazuvchan moddaga magnit

maydoni ta'sir etganda uning o'tkazuvchanlik holati buziladi. O'ta o'tkazuvchanlikni buzuvchi H_k kritik maydon $T=T_k$ bo'lganda nol'ga teng bo'ladi va temperatura pasayishi bilan opshadi.

1958 yilda YU.N. Bogolyubov o'ta o'tkazuvchanlikni nazariy jihatdan to'la tushuntirib berdilar.

Tokning zichligi. Stotsionar toklarning birligi. Joule-Lens qonuni.

1. Tokning zichligi
2. Joule-Lens qonuni
3. Qarshilikning haroratga bog'liqligi.

Elektr tokini miqdoriy tomondan harakterlash uchun tok kuchi degan kattalik kiritilgan. 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'rifga muvofiq: $J = \frac{\Delta q}{\Delta t}$ bo'ladi. teng vaqtlarda o'tadigan zaryad miqdorlari Δq har xil

bo'lsa (1) ni o'rniga tok kuchining o'rtacha qiymatini olamiz. $\langle J \rangle = \frac{\Delta q}{\Delta t}$ Δq - bir hil bo'lsa $J = \text{const}$ bo'ladi. O'tkaz gichning kesim yuzi birligiga to'g'ri kelgan tok kuchi shu tok kuchini zichligi deyiladi.

$$j = \frac{I}{S} = \frac{q}{St} = ne\theta$$

n -zaryad konsentratsiyyasi, e - electron zaryad, v -zaryad tezligi.

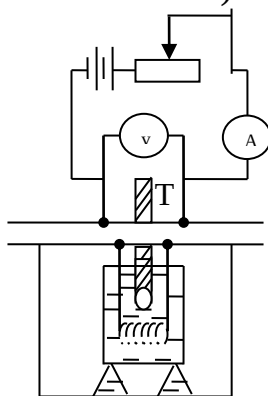
Tok zichligining birligi $j = 1 \frac{A}{m^2}$.

Agar q - o'zgaruvchan bo'lsa har ondagi tok kuchi zichligi har hil bo'lib u $j = \frac{dI}{dSn}$ deb yoziladi. O'tkazgichdan tok o'tganda o'tkazgich qiziydi buni quyidagicha tushuntiriladi o'tkazgichda tok bo'lmaganda undagi erlin elektronlar tartibsiz xarakakatlanadi 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 keladi.

O'tkazgichdan tok o'tayotganda esa elektronlar tartibli harakatga keladi. Elektronlar kristal panjaradagi ionlar bilan ketma-ket to'qnashganda ularga ko'proq energiya beradi, lekin ulardan kamroq energiya oladi. Elektronlar energiyasining kamayishi elektr maydon energiyasi hisobiga tezda tiklanadi. Natijada erkin elektronlar sistemasi bilan panjaradagi ionlar sistemasi o'tsadidagi issiqlik muvozanati buziladi. O'tkazgichning ichki energiyasi oshadi va o'tkazgich bilan atrofdagi muhit o'rtasida issiqlik muvozanati yuzaga kelmaguncha o'tkazgichning harorati qo'tarila boradi.

Rus olimi E.X. Lents va ingliz olimi Joule bir-biridan behabar holda, turli hollarda tok ajratgan issiqlik miqdorini tajribada o'lchab tobdilar. Sarflangan elektr energiya bilan ajralib chiqqan issiqlik orasidagi munosabatni o'rgandilar (tajriba tushuntiriladi).



Agar toza suvli kalorimetrga C spiral sim tushirib, ampermetr va voltmeter bilan tok kuchi va kuchlanish o'lchansa, sekundamer yordamida tokning o'tish vaqti belgilansa, tokning ishi $A = IUt$ bo'ladi. Agar zanjirga elektr energiyasini boshqa tur energiyaga aylantiruvchi maxsus asboblardan ulanmagan bo'lsa, energiya saqlanish qonuniga asosan tokning butun ishi issiqlik ajralishiga ketadi.

Shu sababli: $Q = IUt$ spiralning qarshiligi R bo'lsa, zanjirning bir qismi uchun Ohm qonuniga asosan $U = IR$ bo'lganligi uchun $Q = I^2Rt$. Bu formula Joule-Lentz qonunini ifodalaydi: Zanjirning bir qismidan tok o'tganda ajralib chiqadigan issiqlik miqdori tok kuchi kvadrati bilan qism qarshiligi va tokning doimiy saqlanib o'tgan vaqti ko'paytmasiga teng, Joule-Lentz qonunini quyidagicha ham yozish mumkin:

$$Q = IUt = I^2Rt = \frac{U^2}{R}t$$

3. Ma'lumki, harorat ortishi bilan o'tkazgich qarshiligi ortadi, chunki yuqori haroratda elektronlar issiqlik harakati tengligi ortishi bilan ularning tartibli siljishi kamayishi tufayli tok kuchi kamayadi, shuning uchun o'tkazgich qarshiligi ortgan bo'ladi.

Agar 0° -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 $\Delta R = \alpha R_0 \Delta t$; bundan $\frac{\Delta R}{R} = \alpha \Delta t$ bo'lib, harorat 0° C dan t° gacha o'zgarganda qarshilik R_0 dan R gacha o'zgarganligidan $R = R_0 + R_0 \alpha \Delta t$ yoki $R = R_0(1 + \alpha \Delta t)$ α -qarshilikning termik koeffitsienti bo'lib, turli moddalar uchun turli son qiymatiga ega.

Ko'rinib turibdiki harorat 0°C dan pasaya borsa, o'tgazgichning qarshiligi kamayadi.

Mettallar electron o'tkazuvchanligining klassik nazariyasi, undan Om, Joule-Lents qonunlarni keltirib chiqarish.

1. Molekulyar- kinetic nazariya asosida maydon
2. Drude-Lorentslarning klassik nazariyasi
3. Om qonuni.
4. Joule-Lents qonuni.

Har qanday metalning kristal panjara tugunlarning tashkil etuvchi atomlar, ionlar oralig'ida erkin harakatda bo'lgan elektronlar, gazlarning molekulyar kinetik nazariyasida aytilganidek to'qnashishlar natijasida haotik harakatda bo'ladi.

Bu elektronlar hat bir momenti turli yonalishda tugunlarga to'qmashib, bir tomonga yonalgan electron guruhi bo'lmaganligi uchun o'tkazgichdan elektr tok o'tishi ro'y bermaydi, yani tok bo'lmaydi. Agar shu o'tkazgichlarning ikki uchi potentsiallari φ_1 va φ_2 bo'gan tok manbai qutiblariga ulasak, metal ichida hosil bo'lgan elektr maydon hamma elektronlarga $\vec{F} = e\vec{E}$ kuch bilan yonalishda ta'sir etib, musbat qutib tomon tezlanuvchan harakatga keltiriladi, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi orqali vaqt birligi ichida o'tgan zaryad miqdori $I = \frac{q}{t}$ tok kuchi o'tishiga olib keladi.

2. Drude- Lorentslarning klassik nazariyasi bo'yicha tartibsiz V tezlik bilan harakatda bo'lgan elektronli har bir atomli gaz malekulalari kabi issiqlik harakat energiyasi $mv^2/2$ ga ega bo'lib, kinetic nazariyaga asosan $\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT$ bunda $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ $T = 273 \text{ K}$ $K = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/k}$ qiymatlardan foydalanib zaryadning issiqlik harakatidagi tezligini hisoblay olamiz: $V = \sqrt{\frac{2KT}{m}} = 10^5 \text{ m/s}$

Elektronning erkin yugurishi o'rtacha yo'li uzunligi $\langle \lambda \rangle$

bo'lsa erkin yugurish o'rtacha vaqti $\langle t \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{V}$ bo'ladi ammo electron 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 o'zgarishi N'yuton qonuniga ko'ra $\vec{F}\langle t \rangle = m\Delta\vec{V}$ va $\vec{F}_e = e\vec{E}$ bo'lgani uchun $\Delta\vec{V} = \frac{\vec{F}}{m}\langle t \rangle = \frac{e}{m}\langle t \rangle\vec{E}$ Elektron dreyfining tezligi zanjir ulash momentida nol' to'qnashish momentida maksimal bo'lib, $V_m = \frac{e}{m}\langle t \rangle E$ gat eng.

Tezliklarning o'rtacha qiymatini aniqlang. $\langle V \rangle = \frac{V_0 + V_m}{2} = -\frac{e}{2m}\langle t \rangle E$

Tok zichligi formulasi $j = ne\langle V \rangle$ ga $\langle V \rangle$ ning ifodasini qo'ysak Om qonuni kelib chiqadi. $j = \frac{ne^2 \langle t \rangle}{2m} E$ yoki $j = \delta E$ (1)

Ko'rinib turibdiki, tok zichligi elektr maydon kuchlanganligiga to'g'ri proportsional. Bu Om qonunining differensial ifodasidir.

Bundagi klassik electron nazariya asosida chiqqan solishtirma elektr o'tkazuvchanlik $\delta = \frac{ne^2 \langle t \rangle}{2m} = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle t \rangle}$ (2) Metallarning hajm birligidagi erkin elektronlar soniga va o'rtacha yugurish yo'l uzunligiga to'g'ri proportsional.

Amalda ko'pincha solishtirma electron o'tkazuvchanlik δ o'rnida uning teskari qiymati $\frac{1}{\delta}$ ni solishtirma qarshilik ρ yoziladi. oxirgi formuladan ko'rinib turibdiki, agar electron panjaradagi ionlar bilan to'qnashmasa erkin yugurish yo'li cheksizlikka intiladi, demak elektr o'tkazuvchanlik ham cheksizlikka intilgan bo'lar edi. n_0 ning Avagadro soni N_A ga nisbati n_0/N_A metal zichligi d ning atom massa soni A ga nisbatiga teng. $\frac{n_0}{N_A} = \frac{d}{A}$; $n_0 = \frac{N_A}{A} d$ natijada $j = n_0 e v$ dan $v = \frac{j}{en_0} = \frac{jA}{e \cdot d \cdot N_A}$ bo'ladi. Ko'pincha metallar uchun zichlik atom o'g'irligining zichligiga nisbatan $\frac{A}{d} = 10$ dan oshmaydi.

Bir moldagi ionlar zaryadning miqdori $q = N_A \cdot e = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ kl} = 9,63 \cdot 10^4 \text{ kl/mol}$. Agar metall simdan o'tayotgan tokning zichligi $10^2 \frac{A}{m^2}$ bo'lsa elektronning tartibsiz harakati tezligi 10^{-3} m/s gat eng bo'ladi. Demak, bunday tezlik bilan ancha yetib boradi. Bu vaqtda elektron emas balki u hosil qilayotgan elektr maydonning tarqalish tezligini o'tkazgich uzunligi bo'yicha tashkil etuvchi katta tezlik bilan, ya'ni elektromagnit to'lqinning tezligi 10^9 m/s bilan tarqaladi.

4. Klassik electron nazariyadan foydalanib Joul-Lents qonunini keltirib chiqaraylik. Buning uchun elektronning tugundagi zarraga urilish ol]didagi maksimal kinetik energiyasidagi tezlik o'rniga (1.) ni qo'ysak quyidagi hosil bo'ladi

$$K = \frac{m}{2} v_m^2 = -\frac{1}{2} \frac{e^2 \lambda^2}{m} E = \frac{e^2 \langle \lambda \rangle^2}{2m v_m^2} E \quad (3.)$$

u vaqtda o'tkazgichning birlik hajmidagi elektronlar $\frac{1}{\tau}$ vaqt ichida bir marta uriladi va natijada shuncha ko'p issiqlik chiqadi. Vaqt birligi (1s) da ajralgan issiqlik miqdori $Q = \frac{net^2}{2m} E$ (4.)

(2.) ifodani hisobga olsak (4.) ni quyidagicha yozamiz: $Q_\lambda = \delta E^2 = \frac{E^2}{\rho}$ (5.) Bu

ifoda Joul-Lents qonunining differensial ko'rinishini ifodalaydi. Demak, ajralayotgan issiqlik miqdori elektr maydon kuchlanganligining kvadratiga to'g'ri proportsional ekan. Bu ifodani integral ko'rinishda ifodalash uchun uni o'tkazgich uzunligi l ga, ko'ndalang kesimi S ga va tok o'tish vaqtiga ko'paytiramiz.

$$Q = Q_{\lambda} l S t = \frac{E^2}{\rho} l S t = \frac{(El)^2}{\rho_s} = \frac{U^2}{R} t = I U t \quad (6.) \text{ kelib chiqadi.}$$

5. Klassik nazariyaning qiyinchiligi va kamchiligi:

Klassik electron nazariya asosida metallarni electron gazlardan iborat deb qarab, bir atomli ideal gazlar kabi issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti kontsentratsiyasiga bo'g'lik deb qaraymiz. U vaqtda metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanlik koeffitsienti ham kontsenratsiyaga bo'g'liqligi (2.) orqali ifodalangan.

Videman-Frants electron gazdagi elektronlar bit hil tezlikka ega deb qarashgan, metallardagi issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti (T) ning solishtirma elektr o'tkazuvchanlikka nisbati $\frac{T}{\tau} = \frac{3K^2}{e^2} T = \Delta T$ (7.) ekanligi aniqladi, uni tajriba ham tasdiqlagan. Ammo gaz molekulalari molekulyar fizikada Maksvell tezliklar taqsimotida ko'rganimizdek, har hil tezlik bilan harakatlanadi, u vaqtda (7.) dagi 3 koeffitsienti o'rnini ikkinchisi oladi. Bu tajribada tasdiqlanmadi. Buni tushuntirish uchun Zomerfeld electron gaz uchun klassik statistika o'rnida Fermi-Dirakning kvant statistikasi qo'llanilganda (7.) formula hosil bo'lgan.

Bundan tashqari, klassik electron nazariya asosida metellning o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini ham tushuntirish qiyin.

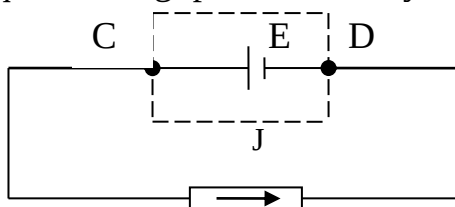
E.Yu.K. Tashqi kuchlar kuchlanganligi tsirkulyatsiyasi. O'zgarmas tok zanjirida quvvat.

1. E. Yu. K.
2. O'zgarmas tokning ishi.
3. O'zgarmas tok quvvati.

1. Elemebtning E.Yu.K. quyidagi ifoda bilan ifodalanadi $\varepsilon = \int E_r dl$

Agar ikkita (1,2) 1:2 yo'l golvanik elementini manfiydan musbat tomon kesib o'tsa, E.Yu.K. musbat, unga qarshi tomon o'tsa manfiy bo'ladi.

Zanjirga tok manbai ulansa, berk zanjirning E.Yu.K. faqat manba ichidagina ta'sir etadi. E.Yu.K. ning qiymati zanjirdagi tok kattaligiga bo'g'liq emas va ochiq manba qutiblaridagi potentsiallar ayirmasiga teng bo'ladi



Zanjir ochiq bo'lganda E.Yu.K. manba qutiblaridagi berk bo'lganda potentsiallar ayirmasi bilan kompenstsiyalansa, zanjir manba ichidagitok kuchi, zanjirning bir qismi uchun Om qonuni quyidagicha ifodalanadi.

$$I = \frac{\varepsilon - U}{R}$$

Butun zanjir uchun Om qonuni $I = \frac{\varepsilon}{R + r}$ dan E.Yu.K.ni topamiz: $\varepsilon = IR + Ir$.

Demak: Birlik musbat zaryadni butun zanjir bo'yicha ko'chirishda bajargan ish bilan o'lchanadigan kattalikga manbayining E.Yu.K. si deb ataladi.

Zanjirdagi tok kuchi E.Yu.K.ga, tashqi va ichki qarshilikga bo'g'lik. Agar ichki qarshilik tashqi qarshilikga nisbatan juda kichik ($R \gg r$) bo'lsa, ichki qarshilik tok kuchiga sezilarli ta'sir qo'rsatmaydi. Bu holda manba qutiblaridan kuchlanish E.Yu.K.ga deyarli teng bo'ladi.

2. Elektr zanjirida energiya bir turdan boshqa turga bir necha marta aylanadi. Tok manbaiga biror hil energiya (mexanik, kimyoviy energiya) elektr energiyasiga aylanadi, tok zanjirida esa elektr energiya ekvivalent miqdorda boshqa hil energiyaga aylanadi. Elektr energiyasining boshqa tur energiyalarga aylanishiga, elektr zaryadning zanjir bo'ylab harakatlantiruvchi elektr maydan kuchlarining bajargan 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, tok kuchi $I = \frac{q}{U}$ bo'lgani uchun bu ish quyidagiga teng $A = IUt$ (1.)

Zanjirning bir qismidagi o'zgarmas tokning bajargan ishi shu qism uchlaridagi kuchlanish bilan undan o'tayotgan tok kuchi va shu tok o'tib turgan vaqt kopaytmasiga 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 ifodani topamiz:

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

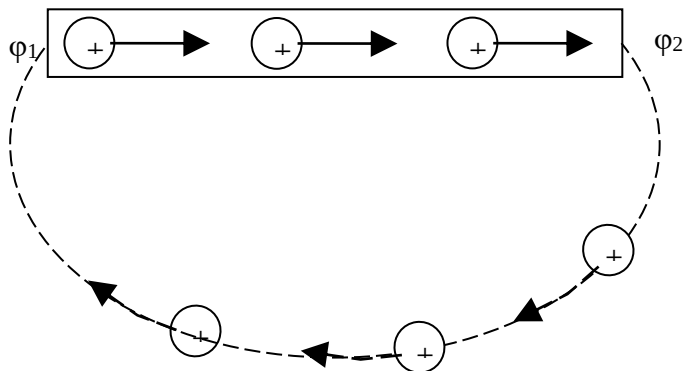
O'tkazgichlar ketma-ket ulanganda $I^2 Rt = A$ formuladan foydalanish qulay, chunki bu holda hamma o'tkazgichlardan o'tayotgan tok bir hil qiymatga ega bo'ladi.

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

Ishning SI dagi birligi $[A] = 1V \cdot 1A \cdot 1s = 1J$.

Amalda tok ishi bilan bir qatorda tok quvvati tushunchasi kiritiladi. $P = \frac{A}{t}$ bu formulaga (2.) dagi ishning ifodalarini qo'ysak tok quvvati uchun $P = JU = J^2 R = \frac{U^2}{R}$ ifoda kelib chiqadi. Zanjirning bir qismida tokning quvvati shu qism uchlaridagi kuchlanish bilan qismdan o'tayotgan tok kuchi ko'paytmasiga teng. SI sistemasida quvvat birligi $[P] = 1A \cdot 1V = 1W$

Agar o'tkazgichda elektr maydon hosil qilinsayu, ammo uni saqlab turish uchun chora ko'rilmasa zaryad tashuvchilarning harakati o'tkazgich ichidagi maydonning tezlik bilan yo'qolishiga va demak, tokning to'htashiga olib keladi. Tok uzoq vaqt davomida oqib turishi uchun, tok orqali oqib keluvchi zaryadlarni o'tkazgichning kichik potentsialiga ega bo'lgan chekassidan (zaryad tashuvchilar musbat deb qabul qilinadi) uzluksiz olib ketish va katta potentsialli chekasiga uzluksiz keltirib turish zarur



Boshqacha qilib aytganda, zaryadlarning yopiq yo'l bo'ylab xarakatini vujudga keltirish kerak. Elektrostatik maydon vektorining tsirkulyatsiyasi nolga teng ($\oint E_e dl = 0$). Shuning uchun yopiq zanjirda musbat zaryadlarning ϕ -ning kamayish tomoniga, ya'ni elektrostatik

maydon kuchlariga qarama-qarshi tomonga yo'nalgan harakat sohalari ham mavjud bo'lishi kerak.

Zaryad tashuvchilarning bu sohalaridagi harakatini faqat tashqi kuchlar ta'siridagina bo'lishi mumkin. Demak tokning muntazam oqib turishi uchun zanjirning ma'lum sohalariga yoki butun zanjirga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar zarur ekan. Ular himiyaviy protseslar, bir jinsli bo'lmagan muhit yoki har hil turdagi ikki hil modda chegarasida zaryad tashuvchilarning diffuziyasi, o'zgaruvchan magnit maydonlari hosil qiladigan elektr (elektrostatik emas), maydonidir va hokazolar vujudga keltirishi mumkin.

Tashqi kuchlarni zanjirda xarakatlantiruvchi zaryadlar ustida bajargan ishi orqali xarakterlash mumkin. Tashqi kuchlarning birlik musbat zaryad ustida bajargan ishga teng bo'lgan kattalik zanjirdagi yoki uning bir qismidagi elektr yurituvchi kuch deyiladi. Demak, q zaryad ustida bajargan tashqi kuchlarning ishi A bo'lsa ta'rifga binoan $\varepsilon = \frac{A}{q}$ (1.)

q- zaryad ta'sir etuvchi kuch $f_{t.k.}$ quyidagicha yozish mumkin : $f_{t.k.} = E_q^*$; E^* - vector kattalikni tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi deyiladi. Tashqi kuchlarining yopiq zanjir bo'ylab q-zaryadni ko'chirishda bajargan ishni quyidagicha yozamiz:

$$A = \oint f_{t.k.e.} dl = q \oint E_e^* dl$$

Bu ishni q ga bo'lib, zanjirdagi elektr yurituvchi kuchni topamiz.

$$\varepsilon = \oint E_e^* dl \quad (2.)$$

Demak yopiq zanjirdagi E.Yu.K.ni tashqi kuchlar maydoni kuchlanganlik vektorining tsirkulyatsiyasi sifatida ifodalash mumkin. 1-2 qismdagi E.Yu.K:

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 E_e^* dl \quad (3.) \text{ gat eng bo'ladi. Zaryadga tashqi kuchlardan tashqari, elektrostatik}$$

maydonning $f_E = qE$ kuchlari ham ta'sir etadi. Demak, zanjirninghar bir nuqtasida q-zaryadga tas'ir etuvchi natijaviy kuch $f = f_{t.k.} + f_E = q(E^* + E)$ ga teng.

Bu kuchning zanjirning 1-2 qismida q-zaryad ustida bajargan ishi quyidagicha aniqlanadi $A_{12} = q \int_1^2 E_e^* dl + q \int_1^2 E_e dl = q\varepsilon_{12} + q(\phi_1 - \phi_2)$ (4.)

Yopiq zanjir uchun elektrostatik kuchlarining bajargan ishi nolga teng bo'lgani uchun $A = q$ bo'ladi. Elektrostatik va tashqi kuchlarning birlik musbat zaryadni ko'chirishda bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik zanjirning berilgan qismidagi kuchlanish tushuvchi yoki kuchlanish deyiladi: ohirfi ifodadan $U_{12} = \phi_1 - \phi_2 + \varepsilon_{12}$

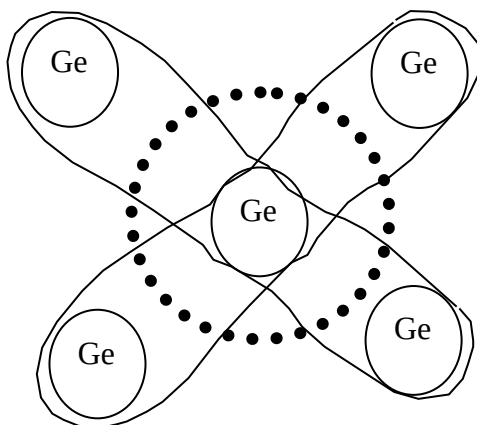
Tashqi kuchlar bo'lmaganida U kuchlanishi $\varphi_1 - \varphi_2$ potentsiallar farqiga teng bo'ladi.

Yarim o'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi va uni temperaturaga bo'g'liqligi. To'liq zanjir uchun Om qonuni. KirxGorf koidalari va ularningtadbiqu.

1. Hususiy yarim o'tkazgichlar.
2. Kirishmali elektr o'tkazuvchanlik.
3. To'liq zanjir uchun Om qonuni.
4. Kirxgof qoidalari.

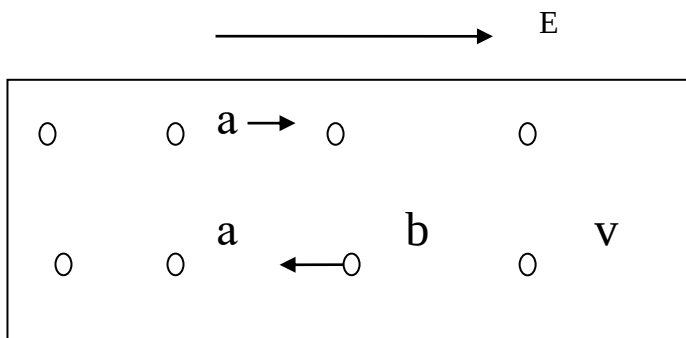
Hususiy yarim o'tkazgichlar.

1. Mendeleev jadvalining 4-gruppasiga kiruvchi elementlar bo'lib ular 4 valentlidir. Ularning valentlik ionlari kristal panjara tugunida atomlar bilan o'zaro ikkitadan electron bilan bo'g'langan



Bunga kovalentli bo'g'lanish deyiladi. Yarim o'tkazgichlarga tashqi energiya berish orqali bu zaif bo'g'langan elektronlarni uzib erkin elektronlarga aylantirish mumkin. Bu ajralgan electron o'rni bo'shab qoladi. Bo'shab qolgan joyga "tishik" deb nom berilgan bo'lib, uni musbat zaryad deb qaraladi. Yarim o'tkazgichga elektr maydon ta'sir etirilsa, electron

va "teshik" qarama-qarshi yonalishda harakatlanib tok hosil bo'ladi.



Chunki bo'shab qolgan "teshik" ka qo'shni turgan electron o'tadi. Bu elektronni o'rni esa bo'shmaydi, shu kabi electron va "teshik" qarama-qarshi yonalishda harakatlanadi. Ko'rilib turibdiki, yarim o'tkazgichlarda tok tashuvchi zarralar manfiy zaryadli electron va musbat zaryadli teshik bo'lar ekan.

Agar tashqi beriladigan energiya oshsa, elektronlar va "teshik"lar soni ham ortib tok ko'payadi, ya'ni lektron o'tkazuvchalkigi ortadi.

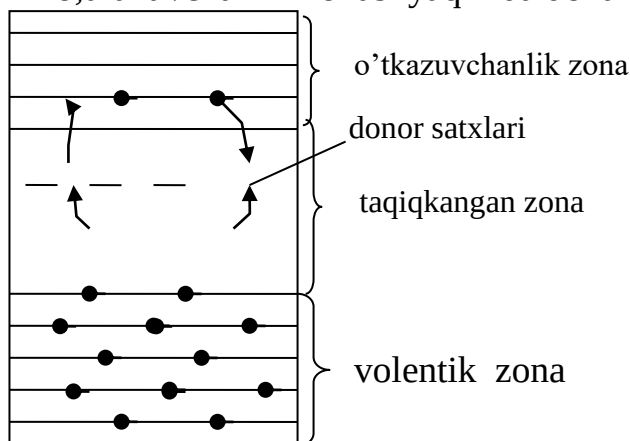
Yarim o'tkazgichdagielektronlar va teshiklar kontsentratsiyasi mos holda n_- , n_+ va harakatchanligi v_- va v_+ desak, uning solishtirma elektr o'tkazuvchanligini quyidagicha yozamiz $\delta = \delta_+ + \delta_- = en_+v_+ + en_-v_-$ (1.) Sof kremniyni xona haroratida elektronlar kontsentratsiyasi $10^{17}m^{-3}$ solishtirma qarshiligi $10^3 Om \cdot m$ dam katta, ammo 1000 K haroratda kontsentratsiya $10^{23}m^{-3}$ ga yetib, solishtirma qarshiligi $10^{-3}Om \cdot m$ gat eng bo'ladi, ya'ni 10^6 marta kamayadi. Demak harorat ortishi bilan elektr o'tkazuvchanlik ortar ekan.

Kirishmali elektr o'tkazuvchanlik.

2. 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: kremniyga 0,001 foiz fosfat kiritsak, hona haroratida uning solishtirma qarshiligi $6 \cdot 10^{-3} \text{Om}\cdot\text{m}$, ya'ni sof kremniyning solishtirma qarshiligiga nisbatan 10^5 marta kichi bo'lar ekan. Demak, yarim o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi shuncha marta ortadi.

Shuning uchun kirishmali yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanligining shususi hollarini qarab chiqaylik.

Buning uchun juda oz kremniyga margumush (As) kiritamiz. Margumush beshinchi gruppada elementi bo'lib, besh valentlidir. Margumush atomi kristal panjaradagi kremniy atomlarining birini o'rnini egallab, o'zining 4-ta elektroni bilan qo'shni 4-ta kremniy atomi bilan bo'g'lanadi, ortiqcha beshinchi elektroni panjaralar orasida erkin elektron bo'lib qoladi. Margumush atomi esa musbat ionga aylanadi bu holda tishik hosil bo'lmaydi, zaryad tashunchi zarra faqat elektronlardan iborat bo'ladi. Shuning uchun bunday kirishmali yarim o'tkazgichlarni elektron o'tkazuvchan yoki n tip yarim o'tkazgich deyiladi. Bunday kirishmali atomlarga donor deyiladi. Bular taqiqlangan zonada o'tkazuvchanlik zonasi yaqinida donor sathini hosil qiladi



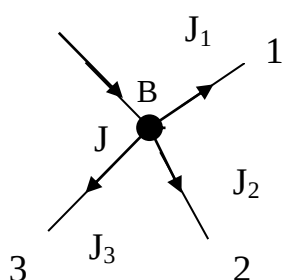
Ikkinchi holda kremniyga bor (B) atomidan juda oz miqdorda kiritaylik. Bor uch valentli bo'gani uchun kremniyning kristal panjara tugunlaridan biriga joylashganda o'zidagi uchta elektron bilan qo'shi uchta kremniy atomi bilan bo'g'lanish uchun o'zidan nariroqda turgan bo'g'lanishdagi elektronni tortib olib, u yerda "teshik" hosil qiladi.

Bu holda bor atomi manfiy zaryadlanib manfiy ionga aylanadi bunday kirishmali yarim o'tkazgichga elektr maydon ta'sir etsa "teshik" o'z navbatida qo'shni elektronni tortib olib, maydon yo'nalishida harakatlanadi. Bu holdagi elektr o'tkazuvchanlikga "teshik" elektr o'tkazuvchanlik deyiladi. Yarim o'tkazgichlarga esa p- tip deyiladi, demak yuqori temperaturalarda yarim yotkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi kirishmali va hususiy o'tkazuvchanliklar yig'nindisidan iborat bo'ladi.

3. To'la zanjir uchun Ohm qonunini ilgargi maruzalarda batafsil to'xtalib o'tgan edik. Shu sababli bunda, Ohm qonunining ifodasini keltiramiz: $J = \frac{U}{R + r}$

bunda U-kuchlanish, R- zanjirning tashqi qarshiligi, r- manbai ichki qarshiligi. Demak, zanjurdagi tok kuchi potentsiallar farqiga to'g'ri, tashqi va ichki qarshiliklar yig'indisiga teskari proportsional ekan.

5. Ikkitadan ortiq o'tkazgichning ulanish nuqtasiga tugun deyiladi



Faraz qilaylik: o'tkazgichdan o'tayotgan I_0 tok kuchi B tugundan 1,2,3 tarmoqlar bo'yicha taqsimlansin. B tugunga kelgan tok kuchi I ish tugundan tarmoqlanib chiqqan tok kuchlari I_1, I_2, I_3 ning algebrayik yig'indisiga teng bo'ladi. $I = I_1 + I_2 + I_3$ Btugunga kelgan tokni musbat, undan chiqqan toklarni manfiy deb olinsa, bu ifoda

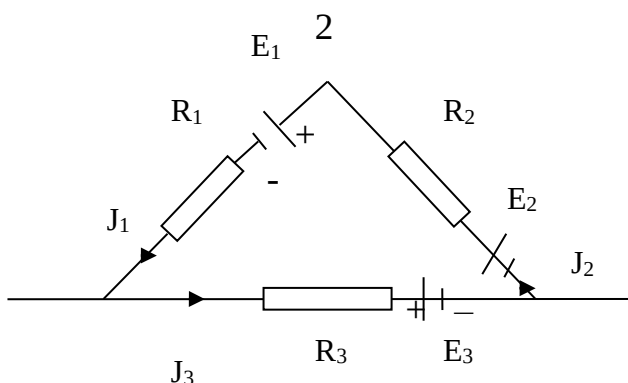
quyidagicha yoziladi. $I + (-I_1) + (-I_2) + (-I_3) = 0$ yoki $\sum_{k=1}^n I_k = 0$

Bunda n -tarmoqlangan o'tkazgichlarning umumiy soni. Bu formula Kirxgofning birinchi qonunini ifodalaydi. Tokning tarmoqlanish nuqtasidagi tok kuchlarining algebraic yig'indisi nolga teng.

Bu qonun o'zgarmas toklarga nisbatan olingan elektr zaryadlarning saqlanish qonunining o'zidir. Ko'rinib turibdiki, o'tkazgichning hech erida zaryad to'xtab qolmaydi, har qanday tugunga qancha zaryad kelsa shu tugundan shuncha zaryad chiqib ketadi.

Tok zanjiri bir necha qarshilik va manbadan iborat yopiq zanjirdan iborat murakkab zanjir bo'lsa bu vaqtda har qaysi qismni alohida tekshirish talab etiladi.

Tarmoqlanuvchi toklarning murakkab sistemasida



ihitoyoriy ravishda 1,2,3 qismlarni ajratib olaylik. Faraz qilaylik: 1-2, 2-3, 3-1 tomonlardagi tok manbalarining E.YU. K lari $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ ulangan o'tkazgichlarning qarshiliklari R_1, R_2, R_3 hamda ularning uchlaridagi potensiallar ayirmasi $\varphi_2 - \varphi_1$, $\varphi_3 - \varphi_2$ va $\varphi_1 - \varphi_3$ bo'lsin.

Umumiy holda zanjirning ba'zi bir qismlarida E. YU.

K bo'lmasligi yoki elementlar qarama-qarshi ulanishi ham mumkin.

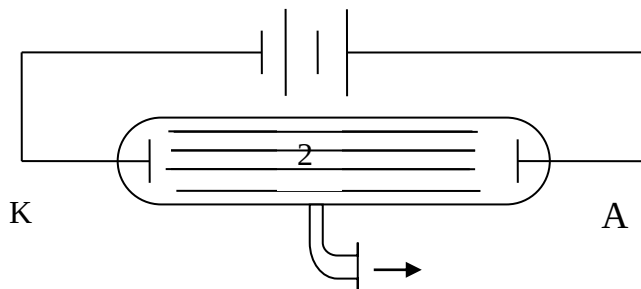
Qismdagi tok va E.YU. K lar soat sitirelkasi bo'yicha yo'nalgan bo'lsa musbat, teskariga yo'nalgan bo'lsa manfiy deb hisoblab, har bir qismiga Om qonunini tadbqiq etamiz: $\varphi_2 - \varphi_1 + \varepsilon_1 = I_1 R_1$, $\varphi_3 - \varphi_2 + \varepsilon_2 = I_2 R_2$, $\varphi_1 - \varphi_3 + \varepsilon_3 = I_3 R_3$. Bu tenglamalarning hadma-had yig'indisi: $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3$ chunki $(\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_1 - \varphi_3) = 0$

Demak: $\sum_{k=1}^n \varepsilon_k = \sum_{k=1}^n I_k R_k$ bu erda n -qismlar soni. Berk qismdagi E.YU.K

larning algebraic yig'indisi tok kuchlarining tegishli o'tkazgich qarshiliklariga bo'lgan ko'paytmalarining yig'indisiga teng. (1) ifoda Kirxgofning ikkinchi qonunining matematik ifidasidir.

Elektron emissiya. Vakuimli diodning V.A.X.i. To'yinishtoki.

1. Vakuumda elektr toki.
 2. Elektron emissiya.
 3. Diod, uning tuzilishi.
 4. To'yinish toki.
1. Ikki elektrotli shisha nayda (rasm) mustaqil gaz razryadi bosim uncha past bo'lmagan hsaoritdagina yuz berishi mumkin.
2. Gaz bosimi 0,0001 mm simob ustunidan pasaytirilsa nay elektrolitdagi kuchlanish noldan farqli bo'lgan taqdirda ham razryad to'htamaydi, ya'ni tok nolga teng bo'lib qoladi. Chunki gaz siyraklashganda undagi atomlar va molekulalar juda kamayib, elektron zarbidan ionlashishi va ionlarni katoddan elektronlarni urib chiqarishi hisobiga tok o'tib turishini ta'minlaydi.



Bosimyanada kamayganda siyraklashgan gaz elektr o'tkazmaydi. Naydagi gazni surib olaberib, undagi gaz zaralarining konsentratsiyasini shu darajaga yetkazish mumkinki, bunda molekulalar bir-birlari bilan bir marta ham to'qashmay, nayning bir devoridan ikkinchi devoriga yeta oladi. Naydagi gazning bunday holati vacuum deb ataladi. Demak vacuum neg yaxshi izolyator bo'lib hisoblanadi.

Ammo vakuumda elektr toki hosil qilish mumkin, buning uchun vakuumga zaryad tashuvchi zarralar manbayi kiritilishi kerak bo'ladi. Bunday manbayining ishi ko'pincha yuqori temperaturagacha qizdirilgan metallarning elektronlar chiqarish xossasiga asoslanadi.

Ma'lumki, har qanday metal uning ichida erkin elektronlar bo'lishi bilan harakterlanadi, bu erkin elektronlar o'ziga hos electron gazi hosil qilib, issiqlik xarakatida qatnashadi.

2. Elektronlar metaldan tashqariga chiqishi uchun chiqish ishini bajarishi lozim. Agar elektronlarga qo'shimcha energiya berilsa, ularda metalni tashlab chiqish imkoniyati bo'ladi. Elektronlarni jismdan chiqish xodisasi electron emissiya deyiladi. Bu hodisa Edison tomonidan kashf qilingan. Vakuumda tok hosil qilishda zaryad tashunchi zarralar yuzaga keltirishda termoemissiyadan foydalaniladi. 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 xolda ortadi. Bu ifodaning matematik ravishda Richardson- Dushman quyidagicha ifodalagan:

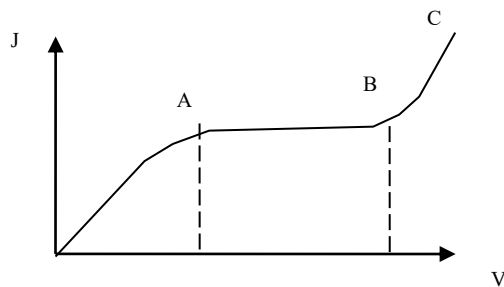
$$j_T = AT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (1)$$

Bunda A- barcha sof metallar uchun deyarli bir xil bo'lgan koeffitsient. k- Boltsmon doimiysi, $e\phi$ - metal sirtidan vakuumga elektronning ajralib chiqishi uchun zarur bo'lgan ish, buni elektronning chiqish ishi deyiladi.

Termoemissiya xodisasi electron lampalar, knisskoplar tayyorlashda, electron emissiya xodisasi asosan ishlatiladigan asboblarni ishlab chiqarishda foydalanadilar.

3. Elektron lampa ichida havosi so'rib olingan va bir necha elektrodlar kavsharlangan shisha yoki metal ballondan iborat. Elektrodlar soni ikkita bo'lsa diod ichiga bo'lsa triod deb aytiladi. Barcha electron lampalarning ishlashi termoemissiya tufayli hosil bo'ladigan elektronlar oqimini boshqarishga asoslangan.

Konstriksiya bo'yicha elektrodlar turli shaklda tayyarlanadi.



4. Anod kuchlanishi nol'ga teng bo'lganda termoemissiya tufayli katoddan uchib chiqayotgan elektronlar uning atrofida elektronlar bulutini hosil qiladi.

Agar katod cho'g'lanishini birday saqlagan holda anod kuchining anod kuchlanishiga bog'liqligidan olingan egri chiziq diodning VAX deyiladi.

Elektron bulutga qaramasdan, unga ko'p bo'lmagan juda katta kinetik energiyaga ega bo'lgan elektronlar anodgacha uchub borishga muvaffaq bo'lib, anod zanjiridan kuchsiz tok oqa boshlaydi. Elektronlarning anodga tushishini to'la ko'rsatish uchun, ya'ni $I_a=0$ bo'lishi uchun anod va katod orasiga ma'lum kattalikdagi manfiy kuchlanish berilishiga to'g'ri keladi. Shuning uchun diodning VAXi nol'dan boshlanmay, balki koordinata bosishida bir oz chaproqdan boshlanadi.

Agar anod va katod orasida elektr maydon xosil qilinsa ($U_a > 0$), u xolda elektronlar bulutidagi elektronlar anodga qarab harakatlanadi. Kuchlanish ortishi bilan anodga tamon harakatlanuvchi elektronlar soni va unga mos ravishda anod toki ham ortadi. Kuchlanishning biror U_{aT} qiymatida shu haroratda katoddan uchib chiqayotgan barcha elektronlar anodga etib boradi.

5. Kuchlanishning keyingi ortishi anod tokini oshirmaydi, ya'ni tok to'yinish qiymatiga ega bo'ladi. Demak, to'yinish toki ayni shu temperaturada katot sirtidan birlik vaqt ichida uchub chiqqan elektronlar soni bilan aniqlanadi. Demak, to'yinish tokini oshirish uchun katotning cho'g'lanish temperaturasi oshirish kerak. Bunda to'yinish toklari ham har xil bo'ladi. Ko'rinib turibdiki, VAX chiziqli emas, lampada hosil bo'luvchi tok Om qonuniga bo'ysinmaydi. 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 zaryad bo'lmagan holatdagidan kichik bo'ladi.

Diodda xosil bo'luvchi tok I anod kuchlanishi bilan quyidagicha bog'langan. $I = C U^{3/2}$; C - elektrodning shakli va grafikdagi $O A B$ qismini ifodalab Baguslavskiy –Lemmiyor qonuni yoki “3/2 qonuni” deb yuritiladi. Elektron lampaning cho'g'langan katodi faqat elektronlar chiqaradi. Shuning uchun

lampaning katodi anod bateriyasining manfiy qutbiga ulangandagina anod zanjirida tok paydo bo'ladi. Kuchlanish qutbi o'zgartirilganda barcha elektronlar katodga qaytadi. Demak, diod bir tamonlama tok o'tkazish xususiyatiga ega bo'lib, undan o'zgaruvchan tokni to'g'rilashda foydalaniladi. Bunday maqsad uchun mo'ljallangan diod kenotron deb ataladi.

Elektrolid o'tkazuvchanlik. Faradeyning elektroliz qonuni.

1. Elektrolid dissotsiatsiya.
2. Elektrolid o'tkazuvchanlik.
3. Faradey qonunlari.
4. Faradeyning birlashgan qonuni.

Bu ma'ruzamizda suyuq o'tkazgichlarning xossalari o'zgaras tok hosil bo'lishini fizikaviy- ximiyaviy jarayonlari bilan tanishamiz.

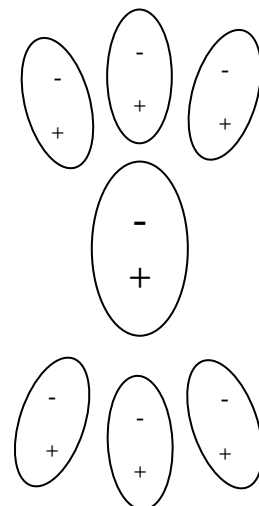
O'zidan elektr tokini o'tkazuvchi eritmalar elektrolitlar yoki ikkinchi tur o'tkazgichlar deb ataladi. Elektrolid eritmalarda tok o'tish jarayoni quyidagicha: M:distirlangan suvga osh tuzini tashlasa, u eriydi va uning molekullari atrofida suv molekullari o'rab oladi, natijada eruvchi modda molekulasining 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 manbayining musbat va manfiy qutblariga ulansa, ionlar elektrodlar tomon harakatlana boshlaydi; natriyning musbat ionlari manfiy elektrod –katodga, xlorning manfiy ionlari – anodga tomon harakat qiladi. Natijada eritma elektr o'tkazuvchanlik xossalari ega bo'lib, suyuqlikdan tok o'ta boshlaydi. Erigan moddaning ionlangan molekullari soni (n_0)ga nisbatini ko'rsatuvchi fizik kattalikelektrolitik dissotsialanishi darajasi (α) deyiladi; $\alpha = n_1/n_0$.

2. Elektr maydon hosil qilinganda ionlarning xotik issiqlik harakatini musbat ionlarning maydon yo'nalishi bo'lab, tartibli harakati, manfiy ionlarning maydon yo'nalishiga qarshi tartibli harakat qiladi. Ionlarning o'lchamlari elektronlarning o'lchamlariga qaraganda ancha katta, shuning uchun ionni o'rab olgan molekullar unga uzluksiz ta'sir qilib turadi.

Bu ta'sir shunga olib keladiki, ion sharcha singari qovushoq muhitda o'zining harakat davomida tezligiga proportsional bo'lgan qarshilikka uchraydi. Demak, maydon kuchkanganligi E ni har bir qiymatiga ionlarning tekis harakati natijasida yuzaga kelgan $eE = kU$ shatrdan aniqlanuvchi U tezlikqiymati mos keladi. Bunda e^- ion zaryadi, k -ion tezligi bilan ion harakatiga to'sqinlik qiluvchi muhitning qarshilik kuchi orasidagi proportsionallik koeffitsienti maydon kuchlanganligi ta'siri ostida ion quyidagi o'zgaras tezlik bilan harakat qiladi.

$$U = \frac{e}{k} E, \text{ ifodadan ko'rinib turibdiki, } \frac{e}{k} \text{ nisbat ionning qo'zqaluvchanligi } U_0 \text{ ekan.}$$



Bundan tashqari turli ishorali ionlar uchun K- koeffitsient turli hil U_0 qo'zg'aluvchanlikka ega.

Ionlar harakati zichligi

$j = (n^+ e^+ U_0^+ + n^- e^- V_0^-) E$ ga tengbo'lgan elektr tokini hosil qiladi: n^+ birlik hajimdagi musbat ionlar soni e^- zaryad, U_0^+ musbat ionlarning qo'zg'aluvchanligi $n^- e^- U_0^-$ manfiy ionlar uchun yuqoridagiga o'hshash kattaliklar. Qavs ichida turgan kattalik E ga bog'liq bo'lmaydi. Demak elektrolitlardagi tok zichligi maydon kuchlanganligiga proporsionaldir. Bu hol elektrolitlar uchun Om qonuni to'g'ri ekanligini ko'rsatadi. Agar molekularlar ikkita ionga dissotsialansa u holda $e^+ = e^- = e'$ va $n^+ = n^- = n' = \alpha n$ bu holda $j = \alpha n e' (U_0^+ + U_0^-) E$. Bu ifodani kilogramm ekvivalent erigan moddadaagi molekular soni $N' = N_A / z$ ga ko'paytiramiz va bo'lamiz.

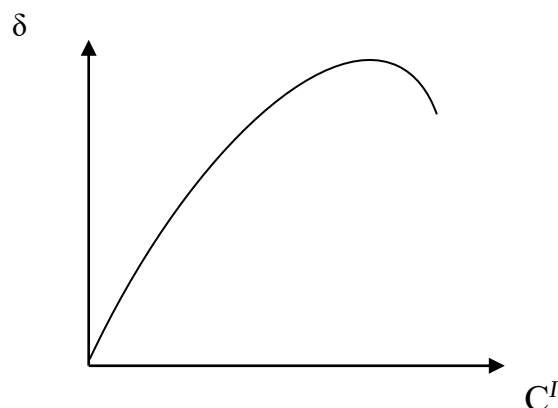
$\delta = \alpha \frac{n}{N} (e' N') (U_0^+ + U_0^-)$. Elektro magnitlarning o'tkazuvchanlik δ shu formula bilan

aniqlanadi. $e' N'$ ko'payma Faradey soni F ga teng $\frac{n}{N'}$ nisbat hajim birligadagi

eritmada erigan moddaning kilogramm ekvivalent miqdorini beradi va erigan moddaning ekvivalent konsentratsiyasi deb ataladi va η bilan belgilanadi.

$$\delta = \alpha \eta F (U_0^+ + U_0^-)$$

Temperatura ko'tarilganda dissotsiyanish koeffitsenti α va ionlarning qo'zg'aluvchanligi orta boradi. Shuning uchun δ elektrolitlarning o'tkazuvchanligi temperature bilan birga ortib boradi. O'tkazuvchanlikning konsentratsiyaga bog'liqligi ancha murakkab. Bunga sabab δ kattalik η ga proporsional ortib boradi. Keyinchalik η ning ortishi bilan dissotsiyanish koeffitsenti kamaya boradi (grafik).



C' nisbiy konsentratsiya hisoblanadi.

Elektr maydon ta'sirida elektrolitdagi ionlar elektrodartomon tartibli harakatga kelib elektrodarda modda ajralish jarayoni boradi. Bu hodisaga elektroliz deyiladi. Elektroliz hodisasini 1936yilda ingliz fizigi Faradey o'rgandi va o'z qonunlarini kashf etdi.

1. Faradeyning birinchi qonuni.

Elektroddan ajralib chiqqan modda miqdori elektrolit orqali o'tgan zaryad miqdoriga to'g'ri proporsionaldir. $m = kq = kIt$ Bu erda $q = It$ ionlar t -vaqt ichida olib o'tgan zaryad miqdori. k -proporsionallik koeffitsenti bo'lib, u moddaning elektrokimyoviy ekvivalenti deb ataladi.

$q = 1$ bo'lganda k -son jihatdan m -ga teng bo'ladi. Demak, elektrokimyoviy ekvivalent elektrolid orqali bir birlik zaryad o'tganda ajralgan modda massasini bildiradi.

$$\text{SI sistemada } |k| = \frac{|m|}{|q|} = 1 \frac{\text{kg}}{\text{kl}}$$

3. Faradeyning ikkinchi qonuni moddaning elektrokimyoviy ekvivalentini uning kimyoviy ekvivalenti bilan bog'laydi.

Son jihatdan berilgan element massasiga teng bo'lgan, grammlarda (kg) ifodalangan kimyoviy birikmalarda 1,0078 gr (kg) vodorodning o'rnini bosadigan o'lchamsiz kattalikka elementning kimyoviy ekvivalent deyiladi.

Faradeyning ikkinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi: barcha moddalarning elektrokimyoviy ekvivalentlari ularning kimyoviy ekvivalentlariga to'g'ri proportsional $K = C \frac{A}{n}$; A-moddaning atom og'irligi, n-elementning valentligi

C-proportsianallik koeffitsienti bo'lib, barcha moddalar uchun bir xil qiymatga ega.

$F = \frac{1}{C}$ Faradey soni deyiladi. Demak Faradeyning ikkinchi qonuni quyidagicha

yoziqladi. $K = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}$ yoki $m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} q = \frac{AIt}{F \cdot n}$

Bu formulaga Faradeyning birlashgan qonunini ifodasi deyiladi. Agar q zaryad son jihatdan F Faradey soniga teng bo'lsa, u xolda m massa son jihatdan A/n gat eng

bo'ladi. Tajribada aniqlanishicha: $F = 96500 \frac{Kl}{F_{ekv}} = 96500 \frac{Kl}{mol}$

Demak, 1gr -ekvivalent modda ajralishi uchun 96500 Kl zaryad o'tishi kerak.

Gazlarda elektr toki. Mustaqil va nomustaqil elektr o'tkazuvchanlik.

1. Gazlarda elektr toki.
2. Gazlarda nomustaqil tok. (elektr o'tkazuvchanlik)
3. Gazlarda mustaqil tok.(razryad)

1.Gaz jumladan metal bug'lari ham normal holatda elektr neytral atom va molekulalarda iborat bo'lib, o'zlarida elektr tokini o'tkazmaydi. Faqat ionlashgan gazlarga elektr o'tkazgich bo'la oladi. Chunki ularda neytral molekulalar va atomlardan tashqari elektronlar, musbat va manfiy ionlar bo'ladi.

Ionlar gazlarda yuqori temperatura roentgen va ultra binavsha nurlari radioaktiv elementlar va kosmik nurlar ta'sirida gaz atomlarining elektronlar va boshqa katta tezlikga ega bo'lga elektronlar va atom zarralari bilan to'qnashishi natijasida hosil bo'lishi mumkin. Bu vaqtda atom yoki molekulalarning electron qobig'idan bitta yoki bir necha electron ajralib chiqqan bo'ladi. Bu ionlar va erkin elektronlar gazni elektr o'tkazuvchan qilib qo'yadi.

Ionlashish sharoit bo'lmay qolishi bilan tezda musbat va manfiy ionlar birlashib neytrallashadi. Bu hodisaga ionlar rekombinastiyasi deyiladi. Rekombinastiya natijasida gaz yana elektr o'tkazmay qolishi mumkin. Ionlar rekombinastiyasi yana musbat ionlarning manfiy ionlar bilan uchrashishida ham ro'y beradi.

F.Q. hajm birligidagi gaz molekulalardan vaqt birligi ichida m juft ionlar hosil bo'lsin, rekombinastiya bo'ladigan molekulalar soni musbat ionlar soni n va manfiy ionlar soni P ga, yani P^2 ga proporsional bo'ladi, shuning uchun hajm birligidagi ionlardan vaqt birligi ichida kamayayotgan ionlar soni αn^2 ga teng bo'lib, (α -rekombinastiya koeffitsienti) vaqt birligi ichida qolgan ionlar soni $\frac{dn}{dt} = m - \alpha n^2$ ga

teng bo'ladi. Statsionar holatda $\frac{dn}{dt} = 0$ va $m = \alpha n^2$ bo'ladi. Ionlovchi manba buzilsa

$m=0$ bo'lib $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$

Bu ifodani $\frac{dn}{n^2} = -\alpha dt$ ko'rinishida yozib, integrallasak $\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = dt$ kelib chiqadi.

n_0 -vaqt $t_0=0$ bo'lganda musbat va manfiy juft ionlar kontsentratsiyasi n - vaqt t bo'lgandagi juft ionlar kontsentratsiyasi. Bu vaqtda o'tayotgan tok kuchi ionlashish darajasiga bo'g'liq bo'ladi, son qiymati ko'pincha kichik bo'ladi.

2. Ikki yassi plastinka elektrodni ma'lum bir masofada parallel o'rnatib

(rasm****) ular orasidagi ionlashgan gazdan o'tayotgan tok yonalishi musbat elektrodan manfiy elektrod tomonga yo'nalgan bo'lib, undagi tokning zichligi i

elektrolitdagi kabi $j = j_+ + j_- = n_+ q_+ V_+ + n_- q_- V_- + q_+ D_+ \frac{dn_+}{dt} + q_- D_- \frac{dn_-}{dt}$ shaklida

ifodalaymiz. Tenglamani o'ng tomonida bo'shlang'ich ikki had elektr maydoni E 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 hajm

bo'yicha ionlar kontsentratsiyasi bir hil

bo'lsa, diffuziya toki nolga intilib (1.) ni

quyidagicha yozamiz $j = qn(b_+ + b_-)E$ bunda b_+

vab. mos ravishda musbat va manfiy ionlar

harakatchanligi. Gaz bo'lgan kamerada

molekulalar tashqi ion bo'yicha ionlovchi

ta'sirida ionlansa, o'tayotgan tok mustaqil

razryad deyiladi. Ionlashish statsionar

bo'lganda vaqt birligi ichida hosil bo'luvchi

juft ionlar soni doimiy saqlanib,

elektrodlarga o'riluvchi ionlar soni

ionlashuvdan hosil bo'luvchi ionlar soniga

teng bo'ladi natijada tok kuchi doimiy bo'lib, kuchlanish ortishi bilan o'zgarmay

qoladi. Bu tok to'yinish tok deb ataladi (grafik).

3. Gaz molekullari ionlovchi manba bo'lmaganda ham elektronlar bilan

to'qnashish natijasida ionlashishi mumkin. Agar gaz egallagan hajmda elektronlar

mavjud bo'lib, elektrod orasida elektr maydon ham bo'lsa, bu maydon ta'sirida

hamma erkin elektronlar musdat elektrod tomon tezlanuvchi harakatga keladi va

yol'da uchragan atom yoki molekulaga to'qnashadi. O'z energiyasining bir qismini

berib, ularni ionlaydi. Ionlangan molekuladan ajralgan elektron ham elektrod tomon

harakatlanib qarshusuda uchragan molekulani ionlaydi, uning elektronini ajratib

yuboradi, keyin bu elektron ham musbat elektrod tomon sekinlanuvchan harakat qilib,

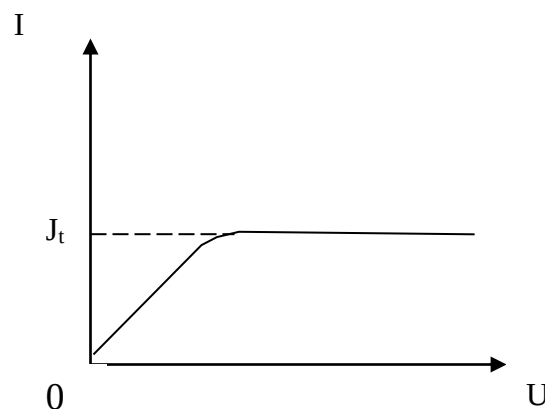
yolida to'qnashgan boshqa molekullarning elektronini urib chiqaradi va h.z.

Elektronlarning bir tomonlama xarakati tufayli tok o'tkazgich ro'y beradi. Bu

tok doimiy bo'lish uchun elektron tudosi elektrodga borib neytrallashtirishdan

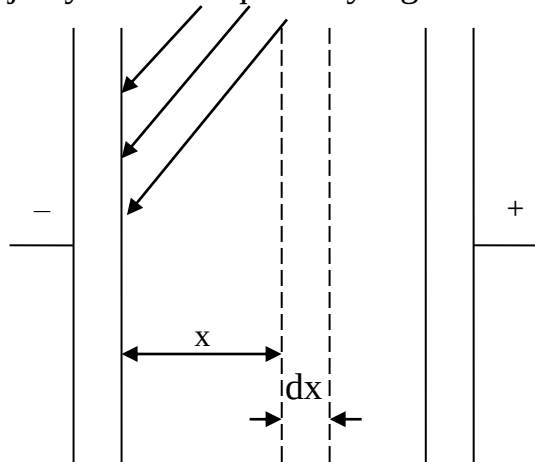
elektronlar tudosini hosilqilib turish kerak. Boshqacha aytganda, gazdagi

molekullarning ionlash jarayoni biror vosita bilan davom etib turishi kerak. Shu



maqsadga erishishi uchun manfiy elektrodan uchib chiquvchi ikkilamchi elektron emissiya va ichki fatonlashish hodisasidan foydalaniladi. Taunsent nazariyasi bilan chegaralanamiz.

Bu nazariya bo'yicha hajmiy va sirtan ionlashuishing bir vaqtda bo'lish jarayoni mustaqil razriyadga olib keladi.



Faraz qilaylik elektronlar oqimiga perpendikulyar turgan katod plastinkaning yuzi birligidan vaqt birligi ichida anod tamon n -dona electron uchib tursin. U vaqtda hosil bo'luvchi ionlar elektronlar konsentratsiyasining dx oralig'idagi o'zgarish $dn = \alpha n dx$ (1) ifodalanadi. α – hajmiy ionlashish koeffisienti bo'lib, son jihatdan bitta elektronning katoddan anod tamon borishida bir

birlik yo'lida to'g'ri kelgan gaz zarralari bilan to'qnashganda hosil qilgan elektronlar va ionlar soniga teng. (1) ni integrallab quyidagini olamiz.

$$\int_0^n \frac{dn}{n} = \alpha \int_0^x dx \quad \text{bunda} \quad n = C e^{\alpha x} \quad \text{bunda} \quad C - \text{integral doimiysi. Katod}$$

yunida $x=0$ bo'lganda $n=n_k=C$ va anod yonida $x=d$ katod va anod elektronlar oralig'i bo'lib, anodga tushuvchi elektronlar soni $n_a=n_k e^{\alpha d}$ chiqadi.

katod va anod orasidagi hajm birligida vaqt birligi ichida yangidan hosil bo'lgan elektronlar soni musbat sonlar katodga urilib ikkilamchi elektronlar oqim zichligini hosil qilib, u birlamchi elektronlar soniga bog'liq bo'lganligidan ular orasidagi bog'lanish quyidagicha ifodalanadi.

$g n_k (e^{\alpha d} - 1)$ g-ikkilamchi elektronlar emissiyasini harakterlovchikattalik.

Tashqi ionlovchi manba n_0 ionlarni hosil qiladi. Umumiy konsentratsiya quyidagiga teng. $n_k = n_0 + g n_k (e^{\alpha d} - 1)$

Bu ifodadan katoddan chiqayotgan electron konsentratsiyasini topsak

$n_k = \frac{e^{\alpha d}}{(1 - g(e^{\alpha d} - 1))}$ hosil bo'ladi. anodda hosil bo'layotgan zaryad tokini elektronlar

tashiyotgan bo'lgani uchunbu ifodani electron zaryadiga ko'paytirish orqali anod

toki zichligini quyidagicha ifodalaymiz. $j = n_a e = n_0 e \frac{e^{\alpha d}}{1 - g(e^{\alpha d} - 1)} = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - g(e^{\alpha d} - 1)}$

Umumiy tok zichligi j -elektron tok zichligi j_0 bilan ionlar tok zichligi j_u lar

yig'indisiga teng bo'ladi. $j = j_e + j_u$

mustaqil zaryad bo'lishida tashqi ionlovchi manba zarur emas, shuning uchun bu holda $n_0=0$ bo'lib (2) ni quyidagicha olamiz.

$g(e^{\alpha d} - 1) = 1$ α va g kuchlanganlikning funksiyasi

bo'ladi. E ortsa α va g ham ortadi.

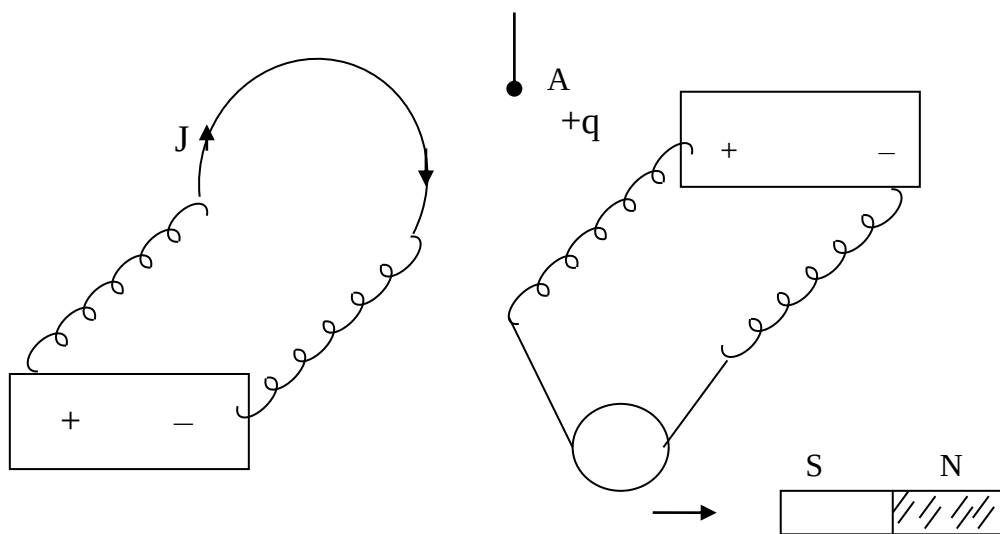
Magnit maydon va uning harakteristikalari. Elektr tokining magnit maydoni. Toklarni o'zaro ta'siri.

18-MA'RUZA

1. Elektr tokining magnit maydoni, toklarning o'zaro ta'siri .
2. Magnit maydonning induksiya vektori.
3. Parva qoidasi.

1. 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 aniqlanadi. 1820 yilda Ersted tomonidan o'tkazilgan elektr hodisalari bilan magnit hodisalari o'rtasidagi bog'lanishni ko'rsatuvchi tajribalarni ko'raylik.

a) halqasimon o'tkazgich olib, undan tok o'tkazamiz va unga ipak ipga osilgan zaryadlangan A sinush sharchasini yaqinlashtiramiz.



Sharchaga halqa tomonidan ta'sir etuvchi hech qanday kuchni sezmaymiz. Demak, tokli otkazgichdan tashqarida elektr maydon hosil bo'lmay, balki o'tkazgichdan o'zgarmas tok o'tganda hosil bo'luvchi elektr maydon butunlay o'tkazgich ichiga joylashgan bo'lar ekan.

b) Magnit strelka oliob uni o'qi bo'ylab simtortaylik.

Simdan tok o'tganda magnit strelkasi o'zining dastlabki vaziyatidan og'adi. (b) agar tokning yo'nalishi o'zgartirilsa, magnit strelkasining og'ish yo'nalishi ham o'zgaradi. (v)

Demak tokli o'tkazgich atrofidagi fazoda magnit strelkasining harakatga keltiruvchi qandaydir kuchlar ta'sir qiladi degan hulosaga keltiramiz. (v) Elastik sigma izolyatsiyalangan simdan qilingan g'altakni osib undan tok o'tkazamiz. G'altakdan o'tayotgan tokning yonalishiga qarab g'altakni magnitga tortilishini yoki undan undan uzoqlashishini ko'ramiz. Tajribada magnit va tokli o'tkazgich atrofidagi fazoda tokli o'tkazgichni harakatga keltiruvchi qandaydir kuchlar ta'sir qilishi ko'rsatadi. Boshqa tajribalar ham tekshirilgan hulosalarni tasdiqlaydi.

Demak, tajribalarga asoslanib, tokli o'tkazgichlar atrofidagi fazoda tokli o'tkazgichlarni harakatga keltiruvchi qandaydir kuchlar ta'sir qiladi deyishimiz mumkin.

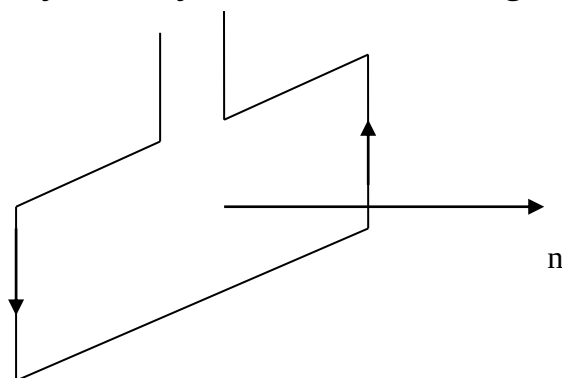
Tajribalar toklar o'zaro ta'sir etganda, magnit tokka yoki tok magnitga ta'sir qilganda namoyon bo'ladigan kuchlarning tabiati bir hil degan hulosaga olib keladi. Bu kuchlar magnit kuchlari deyiladi.

Tinch holatda turgan elektr zaryadlari atrofidagi fazoda elektr maydon hosil bo'lgani kabi, toklar atrofidagi tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi materiyaning maxsus shakli bo'lgan magnit maydon hosil bo'ladi. Shu magnit maydon kuchlarining manbayidir.

Magnit maydon modda emas, balki alohida zarralardan tashkil topgan moddadan tamomila farqli ravishda materiyaning fazoda uzluksiz mavjud bo'lgan turidir. Magnit maydon materiya bo'lgani uchun energiyaga ega. Magnit maydon energiyasi fazoda uzluksiz taqsimlangan.

2. Magnit maydonning hossalarini shu maydonning tokli berk yassi konturga ko'rsatayotgan ta'sirini ko'ramiz. Bu konturning o'lchamlari magnit maydon vujudga keltirayotgan toklar oqayotgan o'tkazgichlarga bo'lgan masofaga nisbatan kichik bo'lishi kerak. Tajriba tokli ramka tokli o'tkazgich yaqiniga joylashtirilganda tokli o'tkazgich hosil qilgan magnit maydon ramkaga orientirlovchi ta'sir ko'rsatishi natijasida uni ma'lumburchakka burilishini ko'rsatadi. Maydon ta'sirida ramkaning orientirlanishi magnit maydonda jift kuch ta'sir qilishini ko'rsatadi. Tajriba bu jift kuch momentining kattaligi magnitmaydonni vujudga keltirayotgan

toklarga va ularning vaziyatiga shunidek ramkaning o'lchamlari orientirlanishi va undan o'tayotgan kuchiga bog'liq ekanini ko'rsatadi.



Tajriba jift kuchlar momentining maksimal qiymati $M_{\max}$ ramkadagi I tok kuchiga hamda ramkaning S yuzasiga proporsional ekanligini ko'rsatadi.

$$M_{\max} \sim IS$$

Bu asosiy faktdan magnit maydonni miqdoriy jihatdan harakterlash uchun foydalanish mumkin. haqiqatdan ham $B = \frac{M_{\max}}{IS}$ nisbiy ramkaning

xossalariga bog'liq bo'lmay fazoning aniq bir nuqtasida magnit maydonni harakterlaydi. Bu kattalik magnit maydon induksiya vektori deyiladi va $\vec{B}$ bilan belgilanadi. Kuch momenti kuch bilan yelkaning ko'paytmasiga teng ekanligini hisobga olsak, bu formulani kuch orqali ifodalash mumkin: $B = \frac{F}{Il}$. Agar

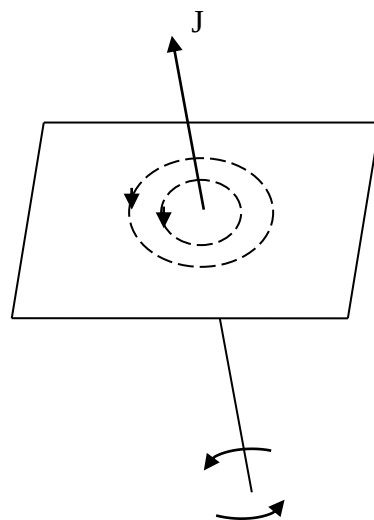
o'tkazgichning dl elementar qismini olsak, uni hosil qilgan maydon induktsiyasi ham elementar bolib quyidagicha yoziladi, $dB = \frac{dF}{Idl}$. Magnit maydon induktsiya

vektori magnit maydonni to'liq tavsiflaydi, chunki fozoning har bir nuqtasi uchun bu vektorning son qiymati va yo'nalishini topish mumkin. SI sistemasida magnit maydon induktsiya birligi qilib shunday magnit maydonning induktsiyasi qabul qilinganki bu maydonda yuzi 1m^2 bo'lgan ramkadan 1A tok o'tganda ramkaga maydon tomonidan $1\text{N}\cdot\text{m}$ moment bilan ta'sir ko'rsatiladi magnit maydon

induktsiyasining bu birligi Tesla deb ataladi. $1\text{T} = \frac{1\text{N}\cdot\text{m}}{1\text{A}\cdot\text{m}^2} = 1\frac{\text{N}}{\text{m}\cdot\text{A}} = 1\text{Tl}$

Elektr maydonning kuch xarakteristikasi bo'lib maydon kuchlanganligining $\vec{E}$ vektori deb hisoblansa, magnit induksiya $\vec{B}$ bektori magnit maydonning kuch xarakteristikasi bo'lib hisodlanadi. Magnit induksiya chiziqlarining muhim hususiyati shundaki, ularning boshlanishi ham ohiri ham bo'lmaydi ular hamisha berk bo'ladi.

3. Parma qoidasidan foydalanib turli hususiy hollarda magnit maydon kuch chiziqlarining manzarasini aniqlashimiz mumkin. Masalan: tokli to'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni uchun magnit induksiya chiziqlarini yasaymiz. Agar parmaning ilgariylanma harakatini tok bilan bir hil yo'naltirsak, u holda parma dastasining aylanish yo'nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi

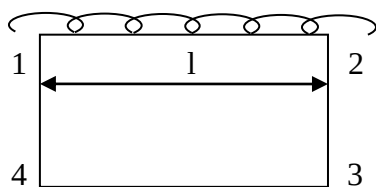


To'g'ri tok magnit maydonning induksiya chiziqlarining markazlari o'tkazgich o'qida joylashgan kontsentrik aylanalardan iborat bo'lib, bu aylanalar o'tkazgich o'qiga perpendikulyar tekislikda yotadi. Aylanalarga o'tkazilgan strekali chiziqlar mazkur kuch chiziqlariga ulrinma bo'lgan $\vec{B}$ induksiya vektorining yo'nalishini ko'rsatadi. Solenoyidaning ichki qismida magnit maydoni bir jinsli deyish mumkin. Toroyidning magnit maudoni faqat uning ichki qismida mujassamlashgan bo'ladi.

Solenoid va toroit. Berk sirtidan o'tayotgan magnit kuchlanganlik oqimi. Bio-Savar-Laplas qonuni.

1. **Solenoid va toroit.**
2. **Bio-Savar-Laplas qonuni.**
3. **Holl effekti.**

E va B kattaliklar tegishli maydonlarning asosiy kuch xarakteristikalari hisoblanadi. E va B larning induktsiyalari uchun yozilgan $\oint E_l dl = 0$ va $\oint B_l dl = \mu_0 \sum I$ (1.) ifodalarini bir bilan taqqoslash bu maydonlar orasida printsiplial farq bor deb hulosa qilishga imkon beradi. Elektrostatik maydon kuchlanganligi tsirkulyatsiyasi har doim 0 ga teng. (1.) ifodani cheksibz uzun solenoid maydonning magnit induktsiyasini hisoblashga tadbiq etish mumkin. Solenoid



tselindrik karkaga zich qilib o'ralgan ingichka simdan iborat. Solenoid o'zi hosil qilgan maydoni jihatdan umumiy o'qga ega bo'lgan aylanma toklar sistemasiga ekvi velent. Cheksiz uzun solenoid o'zining o'qiga 'perpendikulyat bo'lgan har qanday tekislikka nisdatan semmetik.

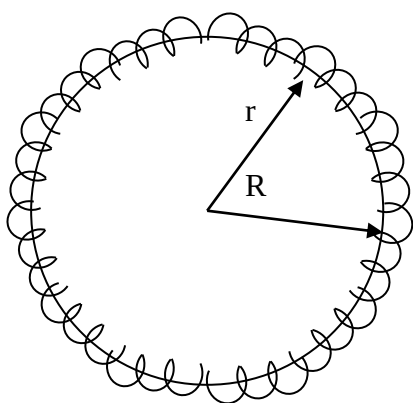
To'g'ri burchakli 1-2-3-4 kontur olaylik. B ning shu kontur bo'yicha tsirkulatsiyasini quyidagicha yozish mumkin $\oint B_l dl = \int_1^2 B_l dl + \int_2^3 B_l dl + \int_3^4 B_l dl + \int_4^1 B_l dl$

integrallardan 2 va 4 nolga teng, chunki B vector konturning integral olinayotgan qismlarga perpendikulyardir. 3-4 qismni solenoid o'qidan juhda uzoq masofada olib, uchinchi qo'shiluvchini hisobga olmasa bo'ladi. U holda $\oint B_l dl = \int_1^2 B_l dl = Bl$ bu yerda B 1-2 qism joylashgan nuqtadagi maydonning magnit induktsiyasi l-shu qismning uzunligi.

Agar 1-2 qism solenoid ichida uning o'qidan istalgan masofada joylashgan bo'lsa, kontur nII yig'ndi tokni o'rab oladi. n-solenoidning birlik uzunligiga to'g'ri keluvchi o'ramlar soni I-solenoiddagitok kuchi. (1.) ga asosan $\oint B_l dl = Bl = \mu_0 n I$ bunda $B = \mu_0 n I$. Natija 1-2 qismning solenoid o'qidan qancha masofada joylashganligiga bo'g'liq emas. Agar bu qism solenoiddan tashqarida joylashgan qism bo'lsa kontur o'rab olgan tok nolga teng bo'ladi, natijada

$$\oint B_l dl = Bl = 0, \text{ bundan } B=0.$$

Demak chechiz uzun solenoidning tashqarisida magnit induktsiyasi nolga teng, ichida esa hamma joyda bir hil.



Toroid tor shakliga ega bo'lgan uzakka (karkas) zich o'ralgan ingichka simdan iborat. U markazlari aylana bo'ylab joylashgan aylanma toklar sistemasiga ekvivalent. Markazi toroid markazi bilan mos keluvchi r- radiusli aylana shaklidagi kontur (rasm).simmetriya shartiga ko'ra B- vektor har bir nuqtada konturga o'tkazilgan urinma buylab yo'nalishi kerak. $\oint B_l dl = B \cdot 2\pi r$ B-konturlovch nuqtalardagi magnit induktsiyasi.

Agar kontur toroid ichidan o'tsa, u $2\pi R n J$ tokni o'rab oladi (R-toroid radiusi, n-toroidninguzunlik birligidagi o'ramlar soni).

U holda $B \cdot 2\pi r = \mu_0 2\pi R n J$ bundan $B = \mu_0 n J \frac{R}{r}$, toroidning tashqarisidan o'tuvch kontur tokni o'ramaydi va shuning uchun $B \cdot 2\pi r = 0$ bo'ladi. Demak toroiddan tashqarida magnit induktsiyasi nolga teng. Urash radiusidan juda katta R radiusga ega bo'lgan toroid uchun $\frac{R}{r}$ nisbat toroid ichidagi barcha nuqtalar uchun birdan farq qiladi va $B = \mu_0 n J$ hosil bo'ladi. Bu holda toroidning har bir kesimidagi maydonni bir jinsli deb hisoblash mumkin. Turli kesimlarda maydon turli yo'nalishga ega shuning uchun butun toroid maydonining bir jinsligi haqida gapirganimizda B vektorning modulini nazarda tutamiz.

2. Bio va Savar uzgarmas tok o'tayotgan o'tkazgich atrofida magnit maydon borligini payqab ersted tajribasida magnit strelka qutblariga parallelsiz o'rnatib tok yuborganda magnit strelkasini burulishni hamda konsentrik aylana xatar chiziq bo'ylab o'rnamishlari asosida magnit maydon va uning ta'sirini chuqur o'rgandilar.

Vaakumda olingan har qanday ixtiyoriy shakldagi o'tkazgichning dl qismiga to'g'ri kelgan Jdl tok elementining (rasm) undan R uzoqlikdagi A nuqtada magnit maydon induktsiyasi dB , shu tok elementi Jdl ga vat ok yo'nalishi bilan radius vector orasidagi α burchak sinusiga to'g'ri proporsional bo'lib, masofa R ning kvadratiga teskari proporsional.

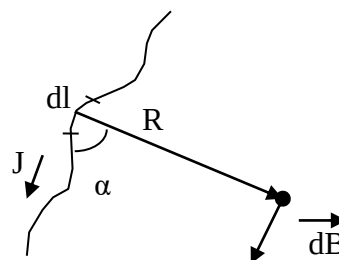
$$dB = K \frac{Jdl}{R^2} \mu_0 \sin \alpha; \quad K - \text{proporsionsllik koifisenti bolib}$$

, $K = \frac{1}{4\pi}$; vector ifodasi.

$\vec{dB} = k\mu_0 \frac{J(\vec{de} \cdot \vec{R})}{R^2}$ bo'ladi. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Gn}{m}$ magnit doimisi yoki vacuum uchun absalyut

magnit singdiruvchanlik. Amalda yolgi'z olingan tok elementi Jdl ni alohida ajratib olib bo'lmaydi (tok faqat berk zanjirdagina bo'ladi).

Shu sababli olingan o'tkazgichning shakli uchun bu qonunni integrallab chiqqan hususiy ifodalarni tajribada tekshirish mumkin.



a) Tokli o'tkazgich aylana shaklida bo'lsa (rasm) uning markazidagi B ni qo'digicha hisoblash mumkin. Aylananing hamma nuqtalari uchun $\alpha = 90^\circ$

bo'lib, $\sin \alpha = 1$ J va R esa doimiy kattalikdir. Dl ning o'zgarish chegarasi 0 dan $2\pi R$ gacha bu hol uchun:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi R} \frac{Jdl \sin \alpha}{R^2} = \frac{\mu_0 J}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 J}{2R}$$

CU- sistemasida muhit uchun:

$$B = \mu \mu_0 \frac{J}{2R};$$

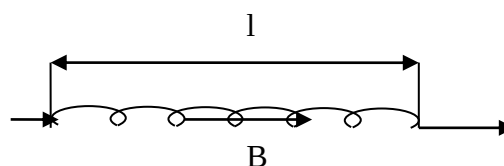
b) Solenoid ichida magnit maydon induksiya vektori:

$$B = \mu_0 J \frac{N}{l} = \mu_0 n J$$

J – solinoiddan o'tayotgan tok kuchi, $n = \frac{J}{l}$ – solinoidning birlik uzunligiga teng keluvchi

o'ramlar soni, l – solenoid uzunligi, N – barcha o'ramlar soni(rasm).

v) Toroidning magnit maydon induksiyasi vektori:



$$B = \mu_0 n J = \mu_0 J \frac{N}{l} = \frac{\mu_0 J n}{2\pi R}$$

J – torioddagi tok kuchi, N – barcha o'ramlar soni, R – toroidal halqaning radiusi. Toroid ning ichida magnit maydon bir jinsli emas, chunki toroidning turli kesimlarida magnit maydon induksiya vektirining yo'nalishi turlicha.

Magnit maydonda tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuch. Xoll effekti qullqnilishi. 53

1. Lorens kuchi
2. Elektr va magnit maydonda zaryadli zarralar xarakati.
3. Xoll effekti va uning tadbiqu.
4. Elektronni zaryadini aniqlash.

1. Tok o'tayotgan o'tkazgich, toksiz o'tkazgichdan, unda zaryad tashuvchilarning tartibli xarakati sodir bo'lishi bilan farq qiladi. Bunda magnit maydondagi tokli o'tkazgichgata'siretuvchi kuch xarakatlanuvchi alohida zaryadga ta'sir etuvchi kuchlardan iborat. Demak ta'sir zaryadlardan ular oqayotgan o'tkazgichga berilish kerak degan xulosa kelib chiqadi. Xarakatlanayotgan zarralarga magnit maydon tomonidan berilgan impuls tuqnashish paytida matallning kristall panjarasi ionlarga yoki elektroid molekulalariga uzatiladi. Bu xodisa tajribalarda aniqlangan.

Harakatlanayotgan zaryadga magnit maydon tomonidan ta'sir qiluvchi kuch ifodasini topamiz.

Buning uchun Amper qonunidan foydalanamiz . tok kuchi son jihatdan o'tkazgich kesimidan vaqt birligi ichidan o'tgan zaryad miqdoriga teng. Agar ayrim zaryadlarning kattaligiga q , o'tkazgichning birlik hajmida harakatlanuvchi zaryadlar soni n , ularning tartibli harakat tezligi V va o'tkazgichning ko'ngdalang kesimi S bo'lsa u holda tok kuchi $J=qnVS$ ekanligini ko'rgan edik.

Tok kuchining bu qiymatini quyidagich yozamiz:

$$F_A = qnVS\Delta l B \sin \alpha$$

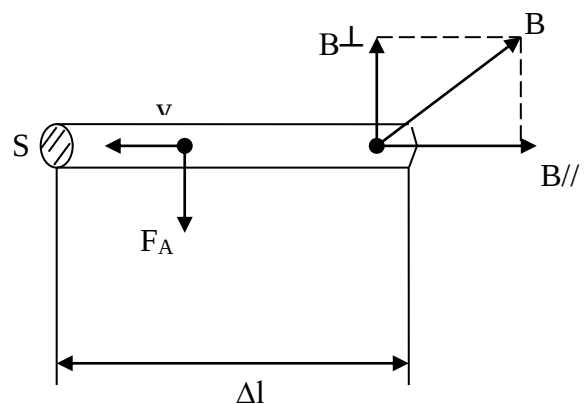
Bunda Δl - o'tkazgichning magnit maydondagi qismining uzunligi, α - Δl va B induksiya vektori orasidagi burchak (rasm).

O'tkazgichning Δl uzunligidagi

harakatlanayotgan barcha zaryadlar soni $N = nS\Delta l$; F_A esa shu zaryadlarga ta'sir etuvchi Amper kuchidir. Demak xarakatlanayotgan har bir zaryadga magnit maydoni tomonidan $F_A = \frac{F_A}{N} = qVB \sin \alpha$

kuch ta'sir etadi. Bu kuch **Lorens kuchi** deyiladi.

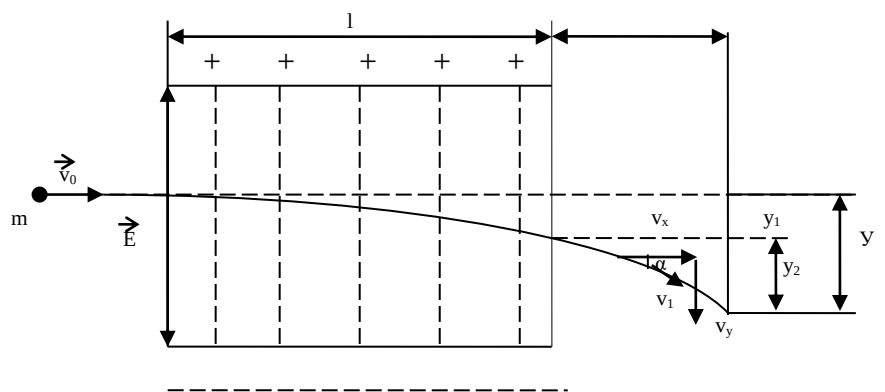
Lorens kuchi magnit maydon induksiyasi bilan tezlik vektoriga perpendikulyar bo'lib, uning yo'nalishi chap qo'l qoidasiga asosan aniqlanadi.



Agar chap qo'l kaftini o'nga zaryad tezligi $\vec{v}$ ga perpendikulyar bo'lgan magnit maydon induksiyasining $\vec{B}$ vartikal tashkil etuvchiining chiziqlari kiradigan qilib tutib yoyilgan turt barmoqni musbat zaryad yo'nalishida ochilsa, u holda 90° ga kirilgan bosh barmog'mizning yo'nalishi zaryadga ta'sir etuvchi F_A - Lorens kuchining yo'nalishi ko'rsatadi.

Lorens kuchi har doim zaryadlangan zarraning yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalgandir shuning uchun Lorens kuchi zarra ustida ish bajarmaydi. Demak zaryadlangan zarraga o'zgarmas magnit maydon orqali ta'sir etib ,uning energiyasini o'zgartirish mumkin emas.

2. a) Zaryadli zarra bir jinsli elektr maydonda xarakatlanayotgan bo'lsin. Elektronlar oqimi dastasini xosil qilish onson bo'lgani uchun elektronlar xarakatini qaraylik electron dastasiga tashqi ta'sir bo'lmasa qarshisida turgan ekranni O nuqtasiga borib tushadi. (rasm).



Elektron dastasi qoplam uzunligi l - bo'lgan zaryadlangan yssi kondensator qoplamalari orasidan o'tib ekranga kelib tushsin. Bu holatda magnit maydon nolga teng deymiz. Kuzatish aniq bo'lishi

uchun kondensatorning ustki qoplamasi musbat zaryadlangan bo'lib, elektr maydon kuchlanganligi qoplamaning ustki qismidan paska qarab yo'nalsin kondensator ichidagi hosil bo'lgan elector maydonini bir jinsli deb qaraymiz. Kondensatordan ekrangacha bo'lgan oramiz L bo'lsin. Kondensatorga electronlar V_0 boshlang'ch tezlik bilan kirib. Unga elektr maydon tomonidan $e\vec{E}$ kuch ta'sirida o'z xarakat yo'nalishini uqi buyicha o'zgartiradi.

Kondensatordan chiqqandan so'ng oldingi yo'nalishi bilan α burchak hosil qilgan holatda $\vec{a}$ tezlanish bilan tekis tezlanuvchan xarakatlanadi.

Uning tezlanishi : $\vec{a} = \frac{e}{m} \vec{E}$ kondensator ichida zaryadning xarakatlanishi vaqti $t = \frac{l}{V_0}$ bo'lib:

$$y_1 = \frac{1}{2} at^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \left(\frac{l}{V_0} \right)^2 E \quad (1) \text{ masofaga siljib}$$

$$V_y = at = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{V_0} E \text{ tazlikka ega bo'ladi.}$$

Chizmadan ko'rinib turibdiki zarra oldingi yo'nalish bilan

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{V_y}{V_x} = \frac{V_y}{V_0} = \frac{e}{m} \frac{l}{V_0^2} E \quad (2) \text{ burchak hosil qiladi.}$$

U vaqtda kondensatordan chiqib ekranga etib kelguncha (2) ifodaga nisbatan yana qushimcha

$$y_2 = L \operatorname{tg} \alpha = \frac{e l L}{m V_0^2} E \quad (3) \text{ masofaga siljiydi.}$$

O nuqtaga nisbatan umumiy siljish (2) va (3) ning yig'indisiga teng bo'ladi.

$$y = y_1 + y_2 = \frac{e l}{m V_0^2} \left(\frac{1}{2} l + L \right) E \text{ bu ifodani hisobga olib (2) ni qo'yidagicha yozamiz.}$$

$$y = \operatorname{tg} \alpha \left(\frac{1}{2} l + L \right); \text{ ko'rinib turibdiki,}$$

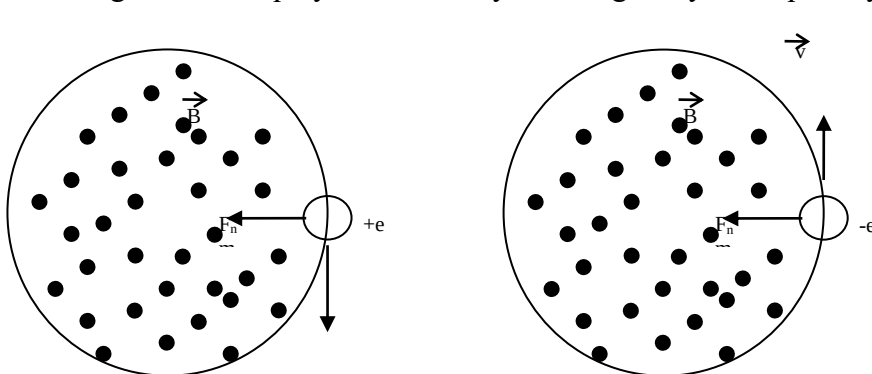
Maydondan chiqqan zarra huddi kondensator markazidan oldingi yo'nalishiga nisbatan (2) bilan aniqlanayotgan α burchak hosil qilib xarakatlangandek bo'lar ekan.

b) Zaryadli zarra bir jinsli magnit maydonda xarakatlansin.

Bu holatda tashqi elector maydon nolga teng zaryadli zarra $\vec{v}$ tezlik bilan bir jisli magnit maydon induksiya vektoriga tik yo'nalishda kirib kelsa. Unga Lorens va Markazdan qochirma kuchlar ta'sir etib R radiusli aylana bo'yicha qo'yidagi tezlanish bilan harakatlanadi:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} VB$$

Agar tezlik faqat yo'nalishi bo'yicha o'zgarsa yoki faqat zaryadnig ishorasi o'zgarsa ta'sir etuvchi



kuchning yo'nalini o'zgartirmaydi(rasm). Ma'lumki markazga intilma tezlanish burchak tezlik orqali $a_n = W^2 R = WV$ ko'rinishga ega. Bu ikkala tenglikni o'zaro tengligidan va ishorasini hisobga olsak $W = \frac{e}{m} B$ hosil bo'ladi. Bunga siklik larmor

chastotasideyiladi. Oxirgi ifodalardan, foydalanib, solishtirma zaryadlarni hisoblash mumkin.

Agar zaryad tezligi magnit maydon yo'nalishi bilan qandaydir burchak hosil qilsa, u vaqtda uning xarakati traiktoriyasi speraldan iborat bo'ladi/

3) Xoll effekti va uning qullanilishi.

Xoll tok o'tayotgan metal plastinkani tok yo'nalishiga tik holda magnit maydonoga joylashtirganda plastinkaning tokka parallel bo'lgan tomonlarida potentsiallar farqini hosil bo'lganini aniqladi.

Bu hodisaning aniq fizaik maxfiyatini tasavvur qilish uchun qalinligi h -bo'lgan plastikadan j -tok zichliginin o'tkazaylik, bizga metalning elektr o'tkazuvchanlik nazariyasidan ma'lumki, tok zichligi quyidagicha ifodalanar edi $\mathbf{j} = \mathbf{I}/\mathbf{S} = en\mathbf{V}$ (1.) n -elektronlar soni, V -elektronlarning o'rtasha tezligi. U vaqtda elektronga magnit maydon tomonidan Lorents kuchi $F_l = eVB$, tomonlar orasida potentsiallar farqi hosil bo'lishi natijasida elektr maydon tomonidan $F = eE$ plastinka ichida tokva magnit maydonga ko'ndalang holda kuchlar ta'sir etadi.

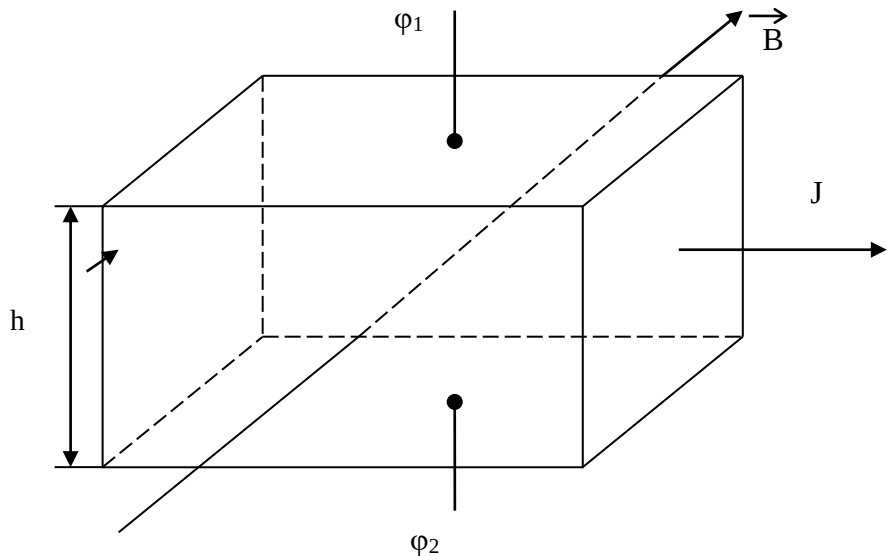
Bu kuchlar muvozanatga kelganda plastinkada potentsiallar farqi $eE = eVB$ dan $E = VB$. $U = Eh = VBh$ hosil bo'ladi.

Bunga tezlik ifodasini (1.) dan olib ko'rsak

$$U = Bh \frac{j}{en} = \frac{1}{en} Bhj \quad (2.)$$

kelib chiqadi.

Bu ifodada maydon induksiya vektori plastinka qalinligi o'tayotgan tok kuchi zichliklarini o'zgartirish mumkin.



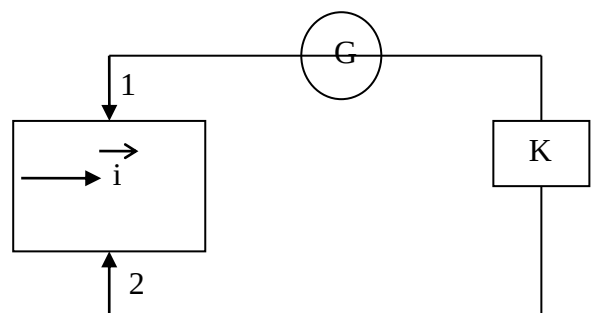
Ammo olingan pplastinka uchun $R_x = \frac{1}{en}$ o'zgarmaydi. Bu kattalikga Holl koefitsinti deyiladi. Bu holda (2.) quyidagicha yozamiz $U = R_x Bhj$ (3.) . Holl koefitsenti kompensatsiya metodi yordamida o'lchanadi. Buning uchun tekshirilayotgan pplastinka kompensator va galvonometrdan iborat bo'lib, berk zanjir tuziladi(rasm**). Metallarda o'rganilgan kabi Holl koefitsentini aniqlash orqali yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilarning ham konsenratsiyalarini va ularning harakatchanligini aniqlash mumkin.

4. Elektronning zaryadini aniqlash. Elartonning solishtirma zaryadini ya'ni e/m ni o'lchashni 1- marta razryad trubkasi yordamida 1897 yilda tomson amalgam oshirgan. Elektron dastasiga ta'sir etayotgan magnit maydoni hosil

qilinadi va uning natijasida yuzaga kelgan dasta izining $x = \frac{e}{m} B \frac{l_1}{V_0} \left(\frac{1}{2} l_1 + l_2 \right)$ siljishlarini electron

trubkada o'lchab, Tomson, elektr maydonni ham hosil qildi va uning kattaligini va yonalishini shunday tanladiki, dasta ya'na qaytadan ekran markaziga tushadi.

Bu vaqtda elektr va magnit maydonlari elektronlar dastasiga bir vaqtda kattalik jihatdan bir hil biroq yo'nalish jihatdan qarama qarshi bo'lgan kuchlar bilan ta'sir etadi ya'ni $eE = ev_0B$ shart bajariladi. Elektronlarning solishtirma zaryadini aniqlash uchun magnit fokusirovka metodi qo'llaniladi. Faraz qilaylik: bir jinsli magnit maydonga ma'lum bir nuqtadan maydon yo'nalishiga



nisbatan simmetrik holda ozgina bo'lsada yoyilibboruvchi miqdor jihatdan bir hil V tezlikka ega bo'lgan elektronlar dastasi kirib kelsin. Elektronlarning harakat yo'nalishi B ni yo'naliashi bilan uncha katta bo'lmagan α burchak hosil qilsin.

Bu holda elektronlar bir hil vaqt $T = 2\pi \frac{m}{eB}$ (1.) mobaynida to'la aylanish hosil qilib va maydon yo'nalishi bo'ylab $l = V \cos \alpha T$ (2.) ga teng masofaga siljib, spiral tayektoriya bo'ylab harakatlanadi. α burchakning qiymati kichik bo'lganligi sababli har hil elektonlar uchun (2.) masofa amalda bir hil va VT (kichik burchaklar uchun $\cos \alpha \approx 1$) gat eng bo'ladi. Demak yoyilib boruvchi dasta elektronlar chiqqan nuqtadan $l = VT = 2\pi \frac{mV}{eB}$ (3.) masofada to'planadi.

BUSH o'z tajribasida quyidagi shartdan topilishi mumkin bolgan tezlikka ega bo'ldi: $eU = \frac{mV^2}{2}$

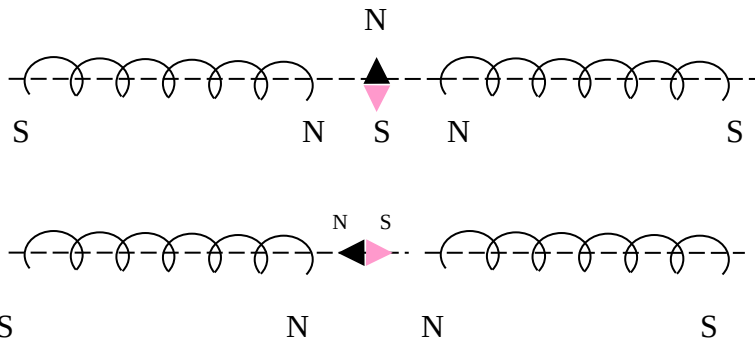
Turli metodlar bilan olingan natijalar asosida topilgan electron solishtirma zaryadining eng aniq qiymati quyidagicha $\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{N}{kg} = 5,27 \cdot 10^{17} SGSE / 2$.

Jismlar magnit tabiatining hossalari. Diomagnit paromagnit va ferromagnit jismlar. Magnit sindiruvchanlik.

1. Jismlarning magnit maydoni.
2. Giromagnit nisbat.
3. Dio va paromagnitiklar.
4. Ferromagnitiklar.
5. Elektromagnit induksiya hodisasi Faraday qonuni.

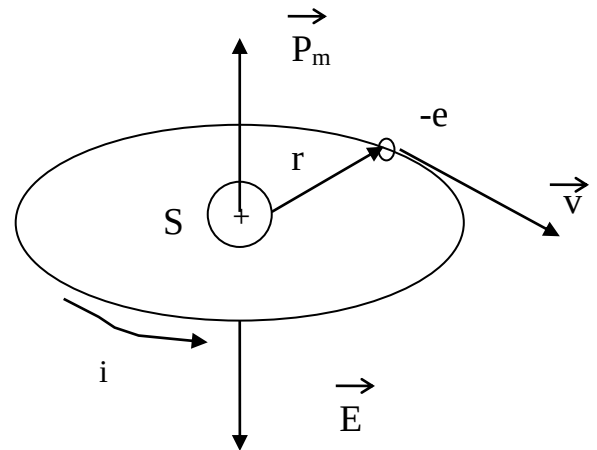
Jismlarning magnit maydoni. Ikkata bir hil A va S g'altaklarni olib ularni bir biridan bir oz siljigan holda gorizontal oo o'q bo'yicha joylashtiramiz.

G'altaklar orasiga mahkamlangan vertical o'q atrofida harakatlana oladigan qilib magnit strelkasini joylashtiramiz. Butun qurilmani g'altaklar o'qiga



nisdatan perpendikulyar joylashdigan qilib o'rnatamiz, so'ngra ikkala g'altakdan kattaligi bir hil lekin yo'nalishi qarama-qarshi bo'lgan tok o'tkazamiz Bu vaqtda .magnit maydoniga joylashtirilgan strelka harakatga kelmaydi, chunki. ikkala tokning hosil qilgan magnit maydoni bir hil /miqdorda va qarama-qarshi yo'nalgan bo'lgani uchun g'altaklar orasidagi hajimda magnit induksiya nolga teng bo'ladi. Ikkala g'altakdan o'tayotgan tok kuchini o'zgartirmagan holda birini ichiga temir sterjin kiritamiz. U holda marnit strelkasi o'z holatini o'zgartiradi. Temir sterjin g'altakning magnit maydonida magnitlanib qolishini kuzartamiz. Buni quyidagicha tushuntiriladi: magnit maydon faqatgina tok o'tganda hosil bo'lmasdan balki atom va molekulalar tarkibidagi zaryadli zarralarning harakatlanishi tufayli ham hosil bo'ladi. Elektronni o'z o'qi atrofida aylanishi spinni orbita bo'yicha yadro atrofida aylanishi esa orbital momentini berib, ichki magnit maydonni hosil qiladi. Chunki ularning harakati tufayli tok hosil bo'ladi. Bu tokni Amper molekulyat tok deb atagan. Demak,

moddalarning magnitlanishi, yadro atrofida elektronning aylanma harakati natijasida, orbital momentiga (R_{orb}), ikkinchidan elektronni hususiy aylanma harakati yoki spinni mavjudligidan spin magnet momentiga (R_s) va atom yadrosining hususiy aylanma harakati yoki spini mavjutligi natijasida deb tassavur qilinadi. Elektron harakati tufayli hosil bo'luvchi tok $i=ev$ bo'lib (v -chastota) $R_{orb}=evS$ orbitalmagnet momenti hosil qiladi. Bu erda S - orbita yuzasi Rasmda ko'rsatilganidek, electron soat sterelkasiga teskari yo'nalishda bo'lib, hosilbo'layotgan magnet momentining yo'nalishini parma qoidasiga binoan aniqlasak pastdan yuqoriga yo'nalgan bo'ladi. Orbita bo'yicha impuls momenti (l) esa $l=m\omega r^2=2mvS$ bu ham parmaqoidasiga asosan pastga qarab yo'nalgan bo'ladi. Demak,bu ikki vector o'zaro qarama-qarshi yo'nalgan bo'lar ekan. Agar magnet momentining impuls momentiga nisbatini



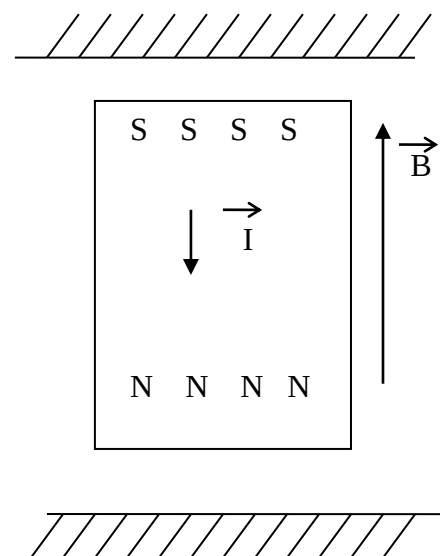
olsak; $\vec{r} = \frac{R_{orb}}{\vec{l}} = -\frac{1}{2}\left(\frac{l}{m}\right)$ hosil bo'ladi. Bu ifodaga giromagnet nisbat deyiladi. Manfiy ishora magnet momentlarning teskari bo'lishini ifodalasa,o'zi solishtirmazaryadni ifodalaydi.

Atom yoki molekulaning umumiy magnet momenti ular tarkibidagi elektronlarning orbital va spin magnet momentlarning yig'indisidan iborat. $\vec{P}_A = \sum \vec{P}_{orb} + \sum \vec{P}_s$ demak magnet maydonga joylashtirilgan barcha moddalar magnetlanish hususiyatiga ega bo'ladi, ya'ni magnetlanadi. Shuning uchun magnetni ma'lum darajada o'zgartiradi. Magnet maydonga ta'sir ko'rsatadigan bunday moddalarni magnetiklar deyiladi. Moddaning magnetlanishini harakterlovchi fizik kattaliklardan biri hajm birligidagi atom yoki molekulalarning magnet momenti orqali ifodalanuvchi magnetlanganlik vektoridir.

$$\vec{I} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta v} \vec{P}_{orb}$$

2.Diamagnetik va paramagnetiklar. Moddalarning magnet singdiruvchanlik koeffitsenti (μ) bir qatlam o'ralgan solenoid hosil qilayotgan magnet oqimi zichligidan magnetikning magnet oqimining o'rtacha zichligi necha marta katta ekanligini ko'rsatadi.

Magnet qabul qiluvchanlikka qarab magnetiklarniquyidagi guruhlariga bo'lish mumkin. Agar $\mu < 1$ bo'lsa, bunday moddalar diamagnetiklar $x < 0$ bo'lsa (x moddaning magnet qabul qiluvchanligi) $\mu > 1$ bo'lsa $x = 0$



bo'lib, bunday moddalarning paramagnitliklar $\mu \gg 1$ bo'lsa $\chi \gg 0$ va $B=f(\mu)$ bo'lsa, bunday moddalarni ferramagnitliklar deyiladi.

Diamagnitliklardan qabul qiluvchanlikning manfiy bo'lishiga asosiy sabab magnitlanganlik vektorining magnitlovchi tashqi magnit maydon induksiya vektoriga qarama-qarshi yo'nalishidadir

Tashqimagnitmaydon ta'sirida diamagnitni tashkil etuvchi dipollarning joylashishi teskari bo'ladi ya'ni bir jinsli magnit qutblari (dipol va tashqi 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 diamagnitik xossalari kuchli bo'ladi. Deyarli barcha inert gazlar diamagnit xususiyatiga ega.

Diamagnitlarda tashqi maydon ta'sir etmaganda atomning magnitmomenti nol'ga teng bo'ladi.

Paramagnit jismlarga tashqi magnit maydon ta'sir etmaganda ham atomning magnit momenti noldan farqlidir. Modda tashqimagnit maydonga kiritilganda atomlarni maydon bo'yicha orintatsiyalash uchun juft kuchlar ta'sir etadi. Natijada modda ichida atomlarning tartibli joylashishi sodir bo'lib, magnitlanish nol'ga teng bo'ladi.

Magnitlanganlik vektori tashqimaydon induksiya vektori yo'nalishida joylashadi. Paramagnitikva diamagnitliklarning magnitlanganlik vektorini tashqi magnit maydon kuchlanganligiga bog'liqligi quyidagi rasmda berilgan.

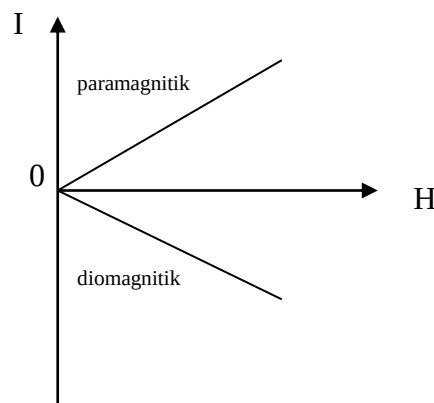
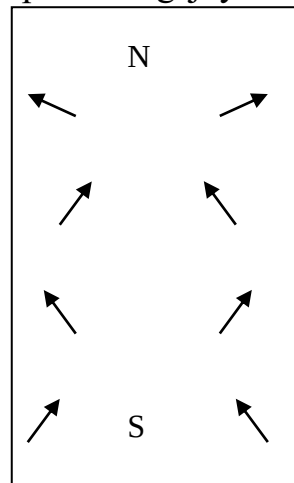
Agar koordinata sistemasining bir o'qiga paramagnitikning qabulchanligini, ikkinchi o'qiga $1/T$ qo'ysak to'g'ri chiziq hosil bo'ladi, ba'zi paramagnitiklar uchun bu chiziq koordinata boshidan o'tmaydi.

Chunki Kyuri aniqlagan

qabulqiluvchanlikni $\chi = \frac{C}{T}$ qonuni o'rnida $-I$

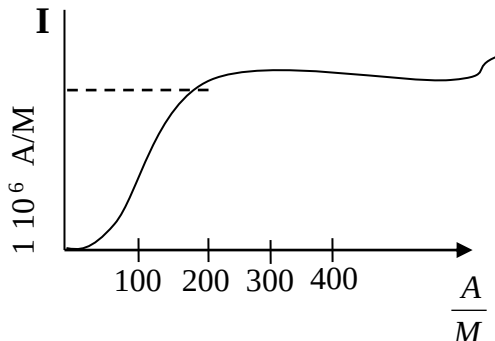
$$\chi = \frac{C}{T - Q_k}$$

Kyuri – Veys qonuni o'rinli bo'ladi. Bu qonundagi C – doimiylik, T – absolyut temperatura, Q_k – Kyuri nuqtasi, bu temperaturada moddalar o'zlarining magnit xususiyatini yo'qatadilar, n – atom konsentratsiyasi.



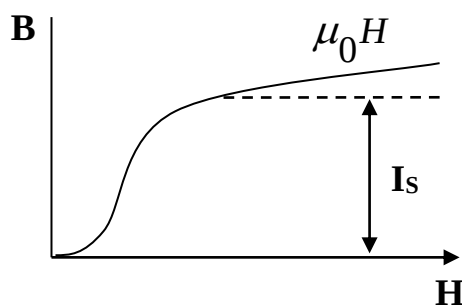
4. Ferromagnitliklar.

Ferromagnitklar dya va parramagnitik moddalardan o'zlarining qabul qiluvchanlik va singdiruvchanlik koeffitsienitlari va ularning tashqi magnet maydonga bog'liqligi bilan farq qiladi. Shu kabi induksiya magnetlanganlik vektorlari ham magnet maydon kuchlanganligiga bog'liq. Ferromagnitizmni elektronlarning spin momentlari hosil qiladigan Magnet maydon bo'lmagan holda magnetlanish, ya'ni spontan magnetlanish zoxossasiga ega bo'lgan qattiq jismlar aferromagnitklar deyiladi.



Boshlang'ich holatda magnet momenti nol bo'lgan Ferromagnitknin/g magnetlangan vektorini tashqi magnet maydonga bog'liqligi rasmda keltirilgan. Ko'rinib turibdiki, magnetlanganlik magnet maydon ortishi bilan noldan boshlab tez osha boradi, ma'lum qiymatga etgandan so'ng maydon kuchlanganligi ortsa ham u

o'zgarmaydi, ya'ni magnetlanganlik vektori turtinish holatiga etadi. Demak bu vaqtda maddolardagi magnet momenti va spin moment vektorlari deyarli to'la orientatsiyalangan bo'ladi.



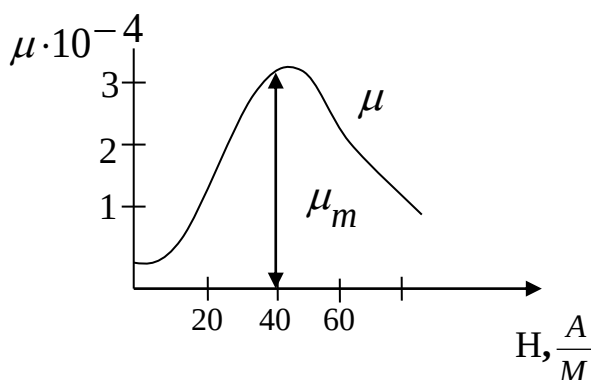
Magnetlanganlik vektori to'yinganda ham magnet maydon kuchlanganligi hisobiga magnet maydon induksiya vektori orta boradi (**garfik**).

Ferromagnitlarni harakterlovchi zarur egrilik bu siondiruvchanlikni tashqi magnet maydon

kuchlanganligiga $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ bog'liqligi.

Buni bir marta yumshoq temir bilan o'tkazilgan

tajribada Stoletov aniqlagan bo'lib (rasm) egrilik magnet singdiruvchanlikning ma'lum bir



qiymatidan boshlanib Ferromagnit jismlar ham Kyuri va Kyuri – Feys formulasiga bo'ysinadi.

Mksimumga erishgandan so'ng kamaya borib Asimtotik ravishda uning qiymati birga yaqinlashadi. Ferromagnitlarning qabul qiluvchanligini temperaturaga bog'liqligi murakkabdir.

Temperatura pasayishi bilan Ferromagnitning qabul qiluvchanligi va singdiruvchanligi pasayiib magnetlanganlik vektorining to'yinish qiymati kamayadi.

Ma'lum temperaturadan so'ng Ferromagnitik xususiyatlarini yo'qotadilar. Temperaturaning bu qiymati Kyuri nuqtasi deyiladi.

Ferromagnitiklar Kyuri haroratiga ko'ra juda yuqori haroratlarda parramagnitliklarga aylanadi. Ferromagnitliklarni Kyuri haroratidan past haroratda olinsa o'z - o'zidan, ya'ni spontan magnitlanganlikni va ferromagnitlikning har bir mikrokristalli to'yinguncha magnitlangan bo'ladi. Bu hol magnit maydon Ferromagnitikka ta'sir etmasa ham uning magnitlanishi o'zaro qarama – qarshi bo'ladi.

Bu qarama – qarshilikni B.Rozining quyidagicha hal etdi: Har bir mikrokristal spontan magnitlanishda hajmi 10^{-18} m^3 bo'lgan, magnitlanganlik vektori turli yo'nalishda bo'lgan mayda bo'lakchalarga bo'linadi. 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. Bu esa spinlarning orientatsiyalanishiga imkon berib, tashqi maydon bo'lmaganda ham Ferromagnitiklar magnit xususiyatini saqlab qolishga olib keladi.

Ferromagnitiklar uchun yuqorida nochiziq bog'lanishlardan tashqari gisiterezis hodisasining mavjudligi yanada karakterlidir.

Turli xil Ferromagnitlarning gisiterezis sirtmog'ining shakli turlicha bo'ladi. Tashqi maydon yo'qolganda Ferromagnitiklar butunlay magnitsizlanmaydi, balki qoldiq magnit induktsiyasini saqlaydi, chunki issiqlik harakati bunday ko'p atomli to'plamlarni – domenlarni tezda orientirsizlay olmaydi.

Shu sababli magnit gisiterezis hosil bo'ladi. Ferromagnitlikni magnitsizlash uchun koertcitiv kuch ta'sir etishi kerak.

5. elektromagnit induktsiya hodisasi. Faradit qonuni.

Daniyalik fizik Ersiyed 1820 yilda tokning magnit ta'sirini aniqlagandan so'ng, ingliz fizigi Faradey bu kashfiyot bilan tanishgach, shunday xulosaga keldi: Berk o'tkazgich bo'ylab oqayotgan magnitni harakatga keltirar ekan, magnitning harakatlanishi ham berk o'tkazgichda tok hosil qilishi kerak. Bu xulosaning to'g'riligini Faradey 1931 yilda tajribalar asosida tasdiqladi. U magnit maydonda sim o'ramli g'altak va Gal'vanometrda iborat berk kontur ilgarilanma harakat qilganda yoki burilganda, shuningdek, qo'zg'almas kontur ma'lum vaqt davomida o'zgaruvchan magnit maydonda turganda konturlarda tok hosil bo'lishini aniqladi.

Magnit maydonining o'zgarishi tufayli berk konturda hosil bo'lgan tok induktsiyon tok, hodisaning o'zi esa elektromagnit induktsiya hodisasi deb ataladi. Induktsiyon tokni hosil qiluvchi elektr yurutuvchi kuch induktsiyon EYUK deb ataladi.

Faradeyning tajribalari (**tushuntiriladi !**) asosida magnit induktsiya oqimining o'zgarishi natijasida induktsiyon tok hosil bo'lishini ko'rsatdi. Tajribalar asosida quyidagi xulosaga keldi.

- 1) G'altakning shakli o'zgarmagan holda magnit oqimining har qanday usulda o'zgarishi berk zanjirdagi gal'vanometrning strelkasining og'ishiga olib

keladi. Hosil bo'lgan induktsiyon tokning yo'nalishi magnit oqimining yo'nalishini 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 induktsiyasiga bog'liq ekanligi kelib chiqadi.
- 4) Agar effekt kuzatilayotgan konturning faqat qarshiligini o'zgartirsa, qarshilik ortsa u kichik qiymatda, qarshilik kamaysa, katta qiymatga erishadi.

Kuzatilgan tajribalarning hammasida elektr maydon kuchlanganlik vektorining bo'lishi kuzatildi. Bularga asosan Faradey o'zining quyidagi qonunini yaratdi;

Kuzatilayotgan kontur bo'yicha olinayotgan elektr maydon kuchlanganligining sirkulyatsiyasi shu konturni kesib o'tuvchi magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligi orqali aniqlanib, bu sirkulyatsiya konturda hosil bo'layotgan induktsiyon EYUK ga teng.

$$\varepsilon_i = \oint_i \vec{E}I = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S B dS;$$

Magnit induksiya oqimining birligi $1B\phi = 1B \cdot C$

Uzinduksiya hodisasi. Toklar magnit maydonini energiyasi. Kvazi statsionar tok. O'zgaruvchan tok, qarshilk. Induktivlik va sig'imga ega bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni.

1. O'zinduksiya hodisasi.
 2. Magnit maydon induktsiyasi.
 3. O'zgaruvchan tok.
 4. Kvazistatsionar tok.
 5. Induktivlik sig'im va qarshilikka ega bo'lgan tok zanjiri uchun Om qonuni.
1. O'zinduksiya hodisasi. Konturni kesib o'tadigan magnit oqimining o'zgarishi ro'y beradigan barcha hodisalarda elektro magnit induksiya hodisasi ro'y beradi.

Kuzatilayotgan konturdan o'tayotgan tok kuchining o'zgarishi konturda qo'shimcha tok kuchi holis qiladigan konturdagi E.Yu.K.ni hosil bo'lishiga olib keladi. Bu hodisaga O'zinduksiya induksion E.Yu.K.ni hosil qiladigan qo'shimcha kuchga O'zinduksiya ekstro tok deyiladi.

Ixtiyoriy nuqtada hosil bo'luvchi magnit induksiya vektori g'altakdan o'tayotgan tok kuchiga to'g'ri propoirtsonal $\Phi = IL$ L- konturning induktivligi bo'lib konturdan bir birlik tok kuchi o'tganda konturda hosil bo'luvchi magnit induksiya oqimiga son jihatdan teng bo'lgan kattalik dir. O'zinduksiya hodisasini $\varepsilon_i = -\frac{d\phi}{dt}$ ga tadbiiq etsak $\varepsilon_s = -\frac{d\phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}$ (1.) hosil bo'ladi. (1.) dan ko'rinadiki, o'zinduksiya E.Yu.K. tok kuchuning o'zgarish tezligiga to'g'ri

proportsional bo'lar ekan. Ifodadan induktivlik $L = \frac{\varepsilon S}{dI/dt}$ (2.) bo'ladi. Bu ifodadan foydalanib, uning birligini aniqlasak, konturdagi tok bir sekundda bir amperga o'zgarganda bir volt o'zinduktsiya E.Yu.K. hosil bo'lsa, bu konturning birligini bir genri deyiladi. $1Gn = \frac{1V}{1A/1s} = 1 \frac{V \cdot s}{A}$

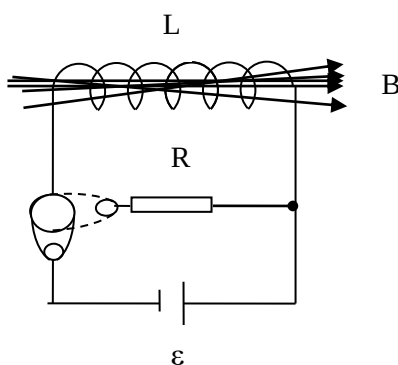
Har qanday konturni tok manbaiga ulagan zahoti tok kuchi eng katta qiymatga erishmaydi, buning uchun ma'lum vaqt o'tadi. Bu vaqtda konturda ulanish ekstro toki hosil bo'ladi. (rasm***** a chiziq) $i = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right)$ (3.)

Magnit maydon energiyasi

Rasmda ko'rsatilgan zanjirni qarab chiqaylik. Avval solenoid L ni batareya ε ga ulaymiz; zanjirda i tok hosil bo'lib, solenoid o'ramlari bilan tutingan magnit maydon yuzaga keladi. Agar solenoidni bataeyadan uzib, unga R qarshilik orqali ulasak, hosil bo'lgan zanjirdan bir qancha vaqt davomida kamayib boruvchi tok o'tib turadi. Bu tok dt vaqt ichida bajarigan ish quyidagiga teng

$$dA = \varepsilon sidt = -\frac{d\varphi}{dt} \cdot idt = -id\varphi \quad (4.)$$

Agar solenoidning induktivligi t ga bo'g'liq bo'lmasa ($\alpha = \text{const}$), uholda $d\varphi = Ldi$ va (4.) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi: $dA = -Lidi$ (5.).



Bu ifodani i bo'yicha i ning dastlabki qiymatidan nol gacha chegaralarda integrallasak, zanjirda magnit maydoni yo'qalayotgan vaqt davomida bajarilgan ishni topamiz: $A = -\int_i^0 Lidi = \frac{Li^2}{2}$ (6.). Bu ish

o'tkazgichlarning ichki energiyasini orttirishga, ya'ni ularni qizdirishga sarflanadi. Bu ish bajarilgan vaqtda solenoid atrofidagi

fazoda mavjud bo'lib turgan magnit maydon yo'qoladi. Elektr zanjirini o'rab turgan jismlarda hech qanday o'zzgarish ro'y bermagani uchun, magnit maydon energiya tashuvchi bo'lib, ish shu energiya hisobiga bajariladi degan xulosaga kelimiz. shunday qilib, biz induktivligi L gat eng bo'lgan va i tok o'tayotgan

o'tkazgich quyidagiga energiyaga ega: $w = \frac{Li^2}{2}$ (7.) va bu energiya tok vujudga

keltirgan magnit maydonida to'plangan degan xulosaga kelimiz. (6.) ifodani tok 0 dan i gacha ortayotganda o'zinduktsiya E.Yu.K. ga qarshi bajarilgan va (7.) energiyaga ega bo'lgan magnit maydonni paydo qilishga sarflangan ish deb tushuntirish mumkin. Haqiqatan, o'zinduktsiya E.Yu.K. ga qarshi bajarilgan ish

$A' = \int_0^i (-\varepsilon s) dt$ ga teng. Biz (5.) ifodaga keltirgan o'zgartirishlarga o'xshash

$$A' = \int_0^i L di = \frac{Li^2}{2} \quad (8.)$$

Magnit maydon energiyasini shu maydonni xarakterlovchi kattaliklar orqali ifodalaymiz. Cheksiz uzun solenoidda $L = \mu \mu_0 n^2 V$; $H = ni$. Bundan $i = \frac{H}{n}$.

Cheksiz uzun solenoidning magnit maydoni bir jinsli va faqat solenoid ichida noldan farq qiladi. Demak energiya solenoid atrofiga yig'ilgan va hajmi bo'yicha doimiy w zichlik bilan taqsimlangan, bu zichlikni W ni V ga taqsimlab topishimiz mumkin, shunday amalni bajarib, quyidagini topamiz; $w = \frac{\mu_0 \mu n^2 H^2}{2} \cdot V \quad (9.)$

Magnit maydon energiyasi zichligi formulasini quyidagicha yozish mumkin:

$$w = \frac{BH}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} \quad (10.)$$

Magnit maydonni energiyasi zichligi uchun biz keltirib chiqargan ifoda elektr maydon energiyasi zichligi uchun bo'lib, faqat elektr kattaliklari magnit kattaliklar bilan almashtirilgan. Agar magnit maydon bir jinsli bo'lmasa, energiya zichligi H va μ qayerda katta bo'lsa shu yerda katta bo'ladi. Ma'lum V hajim ichidagi magnit maydon energiyasini topish uchun quyidagi integralni hisoblash kerak:

$$W = \int_V w dV = \int_V \frac{\mu \mu_0 H^2}{2} \cdot dV \quad (11.)$$

Kvazistatsionar toklar

Om qonuni hamda undan kelib chiqadigan Kirxgofning qonunlari o'zgarmas tok uchun aniqlangan edi. Lekin ular o'zgarish tezligi juda tez bo'lmagan o'zgaruvchan tok va kuchlanishning oniy qiymati uchun to'g'riligicha qoladi. Elektromagnit g'aqalayonlar zanjir bo'ylab yorug'lik tezligi s g'at eng bo'lgan ulkan tezlikda tarqaladi. Agar g'alayonlanish zanjirning eng uzoq nuqtasiga uzatish uchun zarur bo'lgan $\tau = l/s$ vaqt ichida tok kuchi juda kamo'zgarsa, u holda tok kuchining oniy qiymati zanjirning butub qismi bo'ylab amlda birday bo'ladi. Shunday shartlarga bo'ysinadiga toklar kvazistatsionar toklar deyiladi. Davriy o'zgaradigan toklar uchun kvazistatsionarlik sharti quyidagicha yoziladi: $\tau = \frac{1}{s} \ll T$, bu yerda T - o'zgarish davri.

Zanjir o'lchami taxminan 3 m bo'lganda $\tau = 10^{-8}$ sek bo'ladi. Shunday qilib, tebranish davri $T \approx 10^{-6}$ sek (bu 10^6 gts chastotaga mos keladi) bo'lgunga qadar bunday zanjirdagi tokni kvazistatsionar tok deyish mumkin. Sanoat chastotadagi ($\nu = 50$ gts) tok ~ 100 km uzunlikdagi zanjir uchun kvazistatsionardir.

Kvazistatsionar toklarning oniy qiymatlari Om qonuniga bo'ysunadi. Binobarin, bu tolar uchun Kirxgof qoidalari ham o'rinalidir.

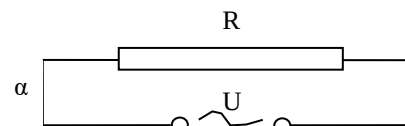
Induktivlik va sig'imga ega bo'lgan R qarshilikning ikki uchiga $U = U_m \cos \omega t$ (1.), qonun bo'yicha o'zgaruvchi kuchlanish berilgan bo'lsin, bunda U_m - kuchlanichning amplitudaqiymati (199-rasm***). Kvazistatsionarlik sharti

bajarilganda qarshilikdan o'tayotgan tok Om qonuni bo'yicha topiladi:

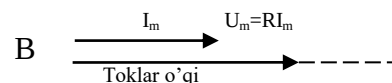
$$i = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t. \quad (2.)$$

Shunday qilib, tok kuchi va kuchlanishning amplitude qiymatlari orasida quyidagicha munosabat mavjud: $I = \frac{U_m}{R}$ (3.).

Agar o'zgaruvchan tok va kuchlanishni vektorlar yordamida tasvirlasak ular orasidagi munosabat yanada yaqqolroq ko'rinadi. Ixtiyoriy yo'nalish tanlaymiz va bu yo'nalishni toklar o'qi deb ataymiz. shu yo'nalish bo'yicha I_m uzunlikdagi tok vektorini joylashtiramiz.



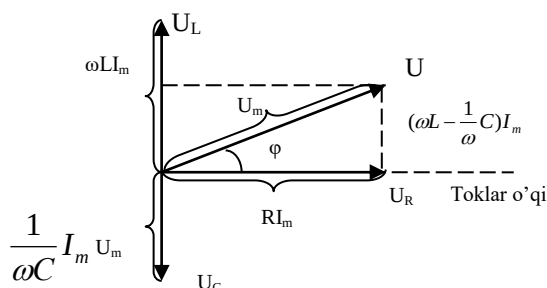
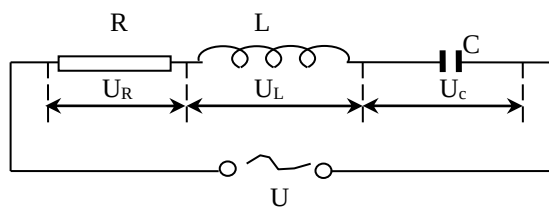
Qaralayotgan holda tok va kuchlanish sinfaz o'zgargani sababli kuchlanish vektori ham toklar o'qi yo'nalishda bo'ladi: uning uzunligi $R I_m$ gat eng bo'ladi. Tok yoki kuchlanish vektorining yig'indisi ushbu zanjirning vector diagrammasini tashkil qiladi.



Sig'im, induktivlik va qarshilikdan tuzilgan o'zgaruvchan tok zanjiri.

Aktiv qarshilik R , induktivlik L va sig'im C dan tuzilgan zanjirni qarab chiqaylik (204 rasm**). Zanjirning uchlariga ω chastotali kuchlanish beramiz. Zanjirdan xuddi shunday chastotali o'zgaruvchan tok yuzaga keladi, ravshanki,

bunda I_m amplitude va faza zanjirining R, L va C parametrlariga qarab aniqlanadi. Bu tok aktiv qarshilikda amplitudasi $R I_m$ bo'lgan hamda fazasi tok fazasiga mos keladigan U_R kuchlanish tushishini hosil qiladi. Shuning uchun vector diagrammada



U_R ni tasvirlovchi vectorni toklar o'qi bo'yicha joylashtirish lozim. Induktivlikdagi U_L kuchlanish tushishi tokdan faza bo'yicha $\pi/2$ ga oldin keladi: shuning uchun U_L ni tasvirlovchi vector saot strelkasi yo'nalishiga qarshi yo'nalishda toklar o'qiga nisbatan $\pi/2$ burchakga burilgan bo'lishilozim. Nihoyat, sigimdagi U_C kuchlanish

tushishi tokdan faza bo'yicha $\pi/2$ ga orqada qoladi : demak, U_C ni tasvirlovchi vector soat strelkasi yo'nalishda toklar o'kiga nisbatan $\pi/2$ burchakka burilgan U kuchlanishga teng bo'lishi lozim.

U_R, U_L va U_C kuchlanishlarning yig'indisi zanjirga berilgan U kuchlanishga teng bo'lishi kerak. Shuning uchun U_R, U_L va U_C kuchlanishlarni tasvirlovchi vektorlarni qo'shib, U kuchlanish vektorini olamiz . Bu vector toklar o'qi bilan φ burchak hosil

qiladi. Burchakning tangensi esa $tg\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$ (1.) ga teng. φ burchak U

kuchlanish bilan i tok orasidagi faza farqini beradi. Gipotenuzasi U_m ga teng bo'lgan to'g'ri burchakli uchburchakdan $(RI_m)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_m \right]^2 = U_m^2$ (2.) ekani kelib chiqadi,

$$\text{bundan } I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} . \quad (2.1)$$

Shunday qilib, agar zanjir uchlaridagi kuchlanish $U = U_m \cos \omega t$ qonun bo'yicha o'zgarsa, u holda zanjirdan $i = I_m \cos(\omega t - \varphi)$ (3.) tok o'tadi, bu yerda φ va I_m (1.) va

(2.) formulalardan aniqlanadi. (2.) ifodadagi $Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$

(4.). Kattalik zanjirning to'la qarshiligi deyiladi. $X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ (5.) .

Kattalik esa reaktiv qarshilik deyiladi. Shunday qilib, $Z = \sqrt{R^2 + X^2}$ (6.).

Tokning kuchlanishdan orqada qolishi ($\varphi > 0$) yoki oldin oldin ketishi ($\varphi < 0$) X_L va X_C lar orasidagi munosabatga bo'g'liq. $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ bo'lganda tok kuchlanishdan

orqada qoladi, $\omega L < \frac{1}{\omega C}$ bo'lganda esa tok kuchlanishdan oldin ketadi. Agar $\omega L = \frac{1}{\omega C}$

bo'lsa, tok bilan kuchlanish sinfaz o'zgaradi. ($\varphi = 0$). Bu shartni qanoatlantiradigan chastotada $\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ (7.). Zanjirning to'la qarshiligi Z berilgan R , L va C

qiymatlarda R ga teng bo'lgan eng kichik qiymatga ega bo'ladi. Demak tok kuchi o'zining (berilgan U_m kuchlanishda erishishi mumkin bo'lgan) eng katta qiymatiga erishadi. Bunda aktiv qarshilikdagi kuchlanish tushishi zanjirga berilayotgan tashqi kuchlanishga teng bo'ladi. Sig'imdagi kuchlanish tushishi U_C va induktivlikdagi kuchlanish tushishi U_L amplituda jihatdan teng va faza bo'yicha qarama-qarshi. Bu hodisa kuchlanishlar rezonansi deyiladi, bundagi chastota esa rezonans chastotasi deyiladi. Kuchlanishlar rezonansi uchun vektorlar diagrammasi rasmda ko'rsatilgan (rasm***).

Induktivlikdagi kuchlanish amplitudasi ($U_L = \omega L I_m$) va sig'imdagi kuchlanish amplitudasi ($U_C = \frac{1}{\omega C} I_m$) ifodalarga rezonans chastota (7.) qiymatini qo'ysak,

$$\text{quyidagini olamiz: } U_{Lrez} = U_{Crez} \sqrt{\frac{L}{C}} I_m = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{L}{C}} U_m$$

Agar $\sqrt{\frac{L}{C}} \gg R$ bo'lsa induktivlikdagi va sig'imdagi kuchlanish zanjirga berilgan tashqi kuchlanishdan ortib ketadi. Agar zanjirda sig'im bo'lmasa, zanjirga berilgan kuchlanish qarshilikdagi va induktivlikdagi kuchlanish tushishlari yig'indisiga teng bo'ladi: $U = U_R + U_L$. Bunga mos vektorlar diagrammasi rasmda tasvirlangan. Bu holda rasmdan ko'rinib turibdiki (rasm***-)

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}, \quad I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}.$$

(1.)va (2.) formulalarga $1/\omega C=0$, ya'niy $C=\text{cheksiz}$ qiymat qo'ysak, ular ushbu hosil qilgan ifodalarimizga mos keladi. Shunday qilib zanjirda sig'im yo'qligi birinchi qarashda bizga tuyuladigan $C=0$ ni emas balki $C=\text{cheksiz}$ ni bildiradi uni quyidagicha tushuntirish mumkin. Sig'imi bor zanjirdan sig'im yo'q zanjirga asta sekin o'tish uchun kondensator qoplamalarini ular bir biriga to'la tekkunga qadar yaqinlashtirish kerak. Bunda qoplamalar oralig'idagi d masofa 0 ga intiladi, sig'im kattaligi esa cheksizlikka intiladi.