
Niyazxonova Bashorat Eshmamatovna
Fayziyev Shaxobiddin Shavkatovich
ELEKTR
VA MAGNETIZM
S
N

UO'K: 537(075.8)

KBK: 22.33ya73

N 69

Ushbu o`quv qo`llanmasi Buxoro davlat universiteti fizika kafedrasining 2022 yil 5 – yanvardagi (№19- bayonnoma) va fizika – matematika fakultetining 2022 yil 27 yanvardagi ilmiy kengashida (6-bayonnoma) muhokama qilingan va nashrga tavsiya qilingan.

Buxoro davlat universiteti o`quv-metodik (31.01.2022- yil, № 6- bayonnoma) va ilmiy kengashlari (31.01. 2022-yil, № 6-bayonnoma) da ko`rib chiqilgan va nashrga tavsiya etilgan.

Mualliflar: fizika- matematika fanlari nomzodi, dotsent B.E.Niyazxonova
PhD (fizika), dotsent Sh.Sh.Fayziev

Taqrizchilar: fizika- matematika fanlari doktori, dotsent M.Z.Sharipov
fizika- matematika fanlari nomzodi, dotsent Q.S.Saidov

Ushbu o‘quv qo‘llanma oliy o‘quv yurtlari uchun fizika ta’lim yo‘nalishi elektromagnetizm o‘quv dasturiga doir barcha materiallarni o‘z ichiga olgan. Mualliflar mavzularni fizika fani sohasidagi so‘nggi ma’lumotlarni nazarga olgan holda talabalarga tushunarli va sodda tilda bayon qilishga harakat qilganlar.

O‘quv qo‘llanma oliy ta’lim muassasalarining fizika ta’lim yo‘nalishi 2 kurs bakalavriat talabalari uchun mo‘ljallangan.

ISBN 978-9943-8613-0-5

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA’LIM VAZIRLIGI

Buxoro Davlat Universiteti

Niyazxonova Bashorat Eshmamatovna
Fayziyev Shaxobiddin Shavkatovich

ELEKTR VA MAGNETIZM

ELEKTR MAYDON

I bob. ELEKTR ZARYADLAR

1- §. Kirish

Elektr va magnit haqidagi ma’lumotlar jamiyat ishlab chiqarish kuchlarining rivoji bilan uzviy bog‘liq. Elektromagnetizm haqidagi fanlarning rivoji kishilik jamiyatining taraqqiyoti, texnikaning rivoji hozirgi zamon elektrotexnikasi, radiotexnikasi, elektrokimyoning rivojida asosiy rol o‘ynaydi. Hozirgi zamon mashinalarini elektrogeneratorlarni, motorlarni, turli harakatlanish mashinalarini, uchuvchi apparatlar, kosmik kemalarni elektr va magnetizmning rivojisiz tasavvur qilish mumkin emas.

Qadimdan insoniyat atmosferada elektr hodisalarini - uchqunni kuzatganlar. Bundan ikki ming yil oldin elektr hodisalari - ishqalanish orqali jismlarda elektr hosil qilishni, ishqalangan yantar (yantar grekcha so‘z bo‘lib - elektron demakdir) va boshqa moddalar yengil buyumlarni tortishini kuzatganlar. Elektr hodisalarini o‘rganish esa XVII asrdan rivojlana boshlandi.

Elektr hodisalarini o‘rganishda birinchi muvaffaqiyatga XVIII asrning o‘rtalarida erishildi. Rossiyada Lomonosov, Amerikada Franklinlar tajribada atmosferadagi elektr hodisalari bilan ishqalanish vaqtida hosil bo‘lgan elektrlanish o‘rtasida umumiylik bor ekanligini isbot qildilar. Kuchli yashin yoki uchqun hamda qorong‘i xonada sochni taraganda paydo bo‘ladigan uchqunlar bir-biridan masshtab jihatidan farq qiladigan havodagi elektr razryadlari ekan.

Elektrni miqdoriy jihatdan o‘rganish uchun Rixman birinchi elektroskopni ixtiro qildi. U yupqa ipga bog‘langan metall lineykadan iboratdir. Elektrlanish vaqtida ip lineykadan ma’lum burchakga chetlanganligini kuzatdi va transportyor bilan o‘lchadi.

Lomonosov atmosfera elektrning nazariyasini yaratdi. Bu nazariyaga ko‘ra, atmosfera havosi uzluksiz harakatda bo‘ladi. Quyosh nurlari Yer sirtini qizitadi, u o‘z navbatida unga yaqin bo‘lgan havo qatlamini isitadi. Isitilgan havo yuqoriga ko‘tariladi, uning o‘rniga atmosferaning yuqori qatlamidan og‘ir havo tushadi. Bir-

biriga nisbatan harakat qilayotgan havo massasi ishqalanish tufayli zaryadlanadi va u katta masshtabda ishqalanish tufayli elektrlanishni amalga oshiradi.

Elektr hodisalarining tabiatini tushuntirish boshlanganidan so‘ng uning amaliy qo‘llanilishiga ham erishildi. Atmosfera elektrlanishidan saqlanish uchun Franklin yashin qaytargich ishlab chiqdi (metall plastinka yashinni Yerga o‘tkazib yuboradi).

Shu tajribalar asosida Franklin ikkita turli xil jinsli elektr suyuqligi bo‘lishligini aytdi va hozirgi zamon terminalogiyasini kiritdi. Terini shisha tayoqchaga ishqalashda to‘plangan zaryadni terida paydo bo‘lgan “musbat” deb, junni smola tayoqchasiga ishqalaganda to‘plangan zaryadni “manfiy” deb atadi. Tajribalar natijasida shunday xulosaga kelindiki, bir xil zaryadlar bir-birini itaradi, turli xil ishorali zaryadlar bir-biriga tortiladi. Ular teng miqdorda qo‘shilganda neytrallashadi. Shundan so‘ng zaryadlarning saqlanish qonuni kashf qilindi. Jismlarning barcha elektrlanish jarayonlarida zaryadlarining algebraik yig‘indisi o‘zgarmay qoladi. Fizikaning keyingi yutuqlari ko‘rsatdiki, bu qonun atom va yadro jarayonlari uchun ham o‘rinli ekan. Elektr zaryadining atom tuzilishi va eng mayda elementar zaryad bor ekanligi 1909 yilda R. Milliken tomonidan tajribada topildi. Elektr tokining magnit ta’siri Ersted tomonidan ochilmaguncha magnetizm haqidagi ta’limot alohida o‘rganilib kelindi. Doimiy magnitning qonunlari chuqur o‘rganilib, ikkita magnit qutbi bor ekanligi, bu qutblar o‘rtasida o‘zaro ta’sir mavjudligi: har xil qutblar bir-birini tortishi, bir xil qutblar esa bir-birini itarishi aniqlandi. Magnit qutblari uchun Kulon qonuni o‘rinli ekanligi isbot etildi. Veber har qanday doimiy magnit elementar magnitlar yig‘indisidan iborat degan nazariyani yaratdi.

Keyinchalik, elektr tokining magnit ta’siri o‘rganilgandan keyin Veberning bu “molekulyar magnitlar” termini Amper tomonidan unga ekvivalent bo‘lgan “molekulyar toklar” termini bilan almashtirildi. Amper tomonidan elementar elektr dipoli bilan magnit dipolining hosil qilgan magnit maydonlarining ekvivalentligi isbot qilindi.

Elektromagnetizm tarixida eng muhim voqea Faradey tomonidan elektromagnit induksiya hodisasining ochilishi bo‘ldi. Bu kashfiyot juda ko‘p texnik qo‘llanishlarga ega ekanligi hammaga ma’lum. Shunday qilib, alohida-alohida hisoblanib kelingan elektr va magnit hodisalarining bir-biri bilan uzviy aloqasi bor ekanligi aniqlandi.

XIX - asrning 60 yillarida J.K. Maksvell va M. Faradeyning elektr va magnit maydoni bo‘yicha o‘tkazilgan tajribalarini umumlashtirib, elektromagnit maydon nazariyasini ishlab chiqdi. Maksvell nazariyasi klassik fizikani rivojlantirishda muhim rol o‘ynadi va umumiy formada juda ko‘p sondagi hodisalarni, qo‘zg‘almas zaryadlarning elektrostatik maydonidan tortib to yorug‘likning elektromagnit tabiatigacha bo‘lgan jarayonni tushuntirib berdi. Boshqacha qilib aytganda, alohida hisoblanib kelingan elektr, magnetizm va optikani birlashtirdi.

Xullas, XX asrning boshlariga kelib elektromagnit hodisalar Maksvell va Faradey ishlari bilan tugallanganday bo‘lib qoldi, chunki elektromagnit maydonni boshqaradigan asosiy qonunlar topildi, tegishli tenglamalar yozildi, kelajak avlodning vazifasi bu tenglamalarning yechimini topishdan iborat bo‘lganday tuyuldi. Keyinchalik, ma’lum bo‘ldiki, hech qanday tugallanganlik haqida gap bo‘lishi mumkin emas. Elektromagnit nazariyasida ham mexanika singari unga kvant mexanika qonunlari va nisbiylik nazariyasini qo‘llash orqali juda katta yutuqlarga erishildi.

Hozirgi zamon fizikasida hamma jismlar atomlardan tuzilganligi to‘liq isbot qilingan. Atomni yadrosi bo‘lib, yadro tizimida musbat zaryadlar, protonlar bor. Yadro atrofida qobiqlarda elektronlar harakatlanadi. Yadroda protonlar soni elektronlar soniga teng va protonning zaryadi $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19} C$. Shuning uchun jismlar qanday murakkab tuzilishga ega bo‘lmasin, ular atomlardan tashkil topganligi uchun jismlar normal sharoitda zaryadga ega bo‘lmaydi. Agar biror sabab bilan jismlar zaryadlansa (masalan ishqalanish yo‘li bilan) elektronlar bir jismdan ikkinchisiga o‘tishi mumkin. Masalan, shishadan shoyiga. U holda shisha musbat zaryadlanadi, shoyi esa manfiy zaryadga ega bo‘ladi. Turli jismlarni ishqalanishi natijasida turli ishorali zaryad bilan zaryadlanish yuz beradi, bunga teng kuchlilik, ya’ni invariantlik deyiladi. Hamma holda ham, zaryadlar taqsimotidagi asosiy qonun, zaryadlarni saqlanish qonunidir. Hamma vaqt jismdan olingan manfiy yoki musbat zaryadlarning soni bir-biriga teng bo‘lib, ularning yig‘indisi 0 ga teng bo‘ladi. Bu degani zaryadlar umuman yo‘qolib ketadi degani emas. Jismlarni tarkibidagi atomlarni musbat va manfiy zaryadlari qat’iy taqsimlanadi. Tinch holatda elektr zaryadlar atrofida statik xarakterga ega bo‘lgan ya’ni doimiy elektr maydoni bo‘ladi. Bu maydon yuqorida aytganimizdek potensial xarakterga ega, ya’ni maydon hosil qiluvchi zaryad atrofida boshqa zaryad berk kontur orqali harakat qilishda bajarilgan ishlar yig‘indisi 0 ga teng. Elektr zaryadi harakatga kelishi bilan uning atrofida elektr maydon o‘zgaradi. Magnit maydoni bu o‘tkazgichlardagi erkin elektronlar harakati natijasida hosil bo‘lgan elektr tokidir.

Shunday qilib, elektromagnit nazariyasi bizni o‘rab olgan tabiatning xossasi va tuzilishini o‘rganishda keng imkoniyatga ega bo‘ldi. Elektromagnit o‘zaro ta’siri tabiatda mavjud o‘zaro ta’sirlar o‘rtasida eng muhim o‘rinni egalladi. Hozirgi vaqtda elektromagnetizm atomning hosil bo‘lishidan tortib, barcha kimyoviy jarayonlarni shu jumladan molekulyar bog‘lanish, Van-der-Vaals kuchlari, kovalent bog‘lanish, jonli materiyaning hosil bo‘lishi sabablarini hamda mavjudligini tushuntirmoqda. Bu yerda J.R. Zaxorias degan fizikning “Science” jurnalida (8 mart 1957 y) keltirgan so‘zini aytib o‘tishni lozim topdik.

“...Kulon qonuni. Bir xil zaryadlar itarishadi, har xil zaryadlar bir-birini ular o‘rtasidagi masofaning kvadratiga teskari bo‘lgan kuch bilan ta’sirlashadi .... atom va molekulyar fizikaning barcha hodisalarida, barcha qattiq jismlar va suyuqliklarda, bizning atrof muhit bilan o‘zaro munosabatimizni aniqlab berdi: ishqalanish kuchi, shamol kuchi, kimyoviy bog‘lanish, magnetizm, butun fabrika va zavodlarni harakatga keltiruvchi kuchlar- bu hammasi Kulon qonunining ko‘rinishidir.”

Elektromagnetizm kursini quyidagi bo‘limlarga bo‘lib o‘rganamiz. Elektromagnetizmning asosiy qismi - e*lektrostatikada* elektr zaryadlarini hosil qilgan maydoni uni fazoda taqsimlanishi, turli xil moddalardagi tabiati o‘rganiladi. *Doimiy tok* bo‘limida esa elektr tokining hosil bo‘lish sabablari, uning turli xil xossalari (issiqlik, magnit, kimyoviy) elektr tokining qonunlari va murakkab zanjirlarni hisoblash kabi masalalar o‘rganiladi. Shuningdek, bu bo‘limda tokning magnit maydoniga alohida e’tibor beriladi. Magnit maydoni qonunlari vakuumda va modda bo‘lgan hollarda ham atroflicha o‘rganiladi. Ayniqsa magnit zanjirlarining qonunlari va elektr zanjirlari o‘rtasidagi o‘xshashlik va farqlarga alohida ahamiyat beriladi. Nihoyat bu bo‘limda magnitostatik maydon bilan elektrostatik maydonning o‘xshash va farqli tomonlari turli xil misollarda ko‘rsatib beriladi.

O‘zgaruvchan tok bo‘limida kvazistatsionar toklarning hosil bo‘lish mexanizmlari va uning qonunlari atroflicha yoritib beriladi. Shuningdek, bu bo‘limda sinusoidal tok qonunlari va ularning texnikada ishlatilishiga ham alohida ahamiyat beriladi. Bu yerda elektr tebranish va uning qonunlari mexanik tebranish va uning qonunlari bilan o‘xshashlikda beriladi. Ikkinchi bo‘limda Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasi uning tenglamalar sistemasining fizik ma’nolari, qo‘llanishlari ko‘rsatib beriladi.

2 §. Elektr zaryadlarining o‘zaro ta’sir qonuni.

Maktab fizika kursidan ma’lumki, u yoki bu yo‘l bilan elektrlangan jismlar bir-biri bilan o‘zaro ta’sirlashadi. Bu o‘zaro ta’sirni tasvirlash uchun elektr maydoni degan tushuncha kiritiladi. Zaryadlangan jismlar fazoda elektr maydonini hosil qiladi deb aytiladi, bu esa uning maydoniga kiritilgan har qanday jism bilan o‘zaro ta’sirlashishiga asoslanadi.

Agar maydonning xarakteristikasi vaqtga bog‘liq bo‘lmasa, unga elektrostatik maydon deyiladi. Bu mavzuning asosiy maqsadi ham elektrostatik maydonning asosiy xossasini moddaning elektr xossasiga bog‘liq bo‘lmagan holda o‘rganishdir. Buning uchun zaryadlangan jismlarni va ularning elektrostatik maydonini xarakterlaydigan ba’zi bir fizik kattaliklarni kiritamiz va ular bo‘ysunadigan qonunlarni aniqlaymiz.

Elektr zaryadi. Elektrostatik o‘zaro ta’sirni tajribada o‘rganish shunday xulosaga olib keladiki, elektrlangan jismni skalyar fizik kattalik - elektr zaryadi bilan xarakterlash mumkindir.

Elektr zaryadini aniqlash uchun quyidagicha tajriba qilamiz. Elektrostatik maydonning qandaydir nuqtasiga navbat bilan turli xil zaryadlangan jismlarni joylashtiramiz va unga maydon tomonidan ta’sir qilgan kuchlarni aniqlaymiz. Agar maydonni hosil qiluvchi va unga kiritilgan jismlarning o‘lchami ular orasidagi masofaga nisbatan kichik bo‘lsa, tajriba ko‘rsatadiki, o‘zaro ta’sir kuchlari bitta to‘g‘ri chiziq bo‘ylab ta’sir qiladi, lekin bu ta’sir ba’zi bir jismlar bilan bir yo‘nalishda, boshqalari bilan esa qarama-qarshi yo‘nalishda bo‘ladi. Shunga asosan, barcha zaryadlangan jismlar ikkiga bo‘linadi va qarama-qarshi ishorali zaryadlar bilan xarakterlanadi, ularning absolyut miqdorlari q_1 va q_2 ga teng deb olinadi. Shu jismlarga ta’sir qiluvchi kuchlar kattaliklarining F_1 va F_2 nisbatlari ularning zaryadlari q_1 va q_2 nisbatida kabi bo‘ladi, ya’ni quyidagi ko‘rinishda ifodalanadi:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{F_1}{F_2} \ldots\ldots\ldots\ldots(1)$$

Agar birinchi jismning zaryadini q bilan va ikkinchi zaryadni o‘lchash birligi deb qabul qilsak, unda (1) ga asosan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$|q| = (1 \cdot zaryad \cdot birligi) \qquad \frac{F_1}{F_2} = 1 \cdot zaryad \cdot birligi \qquad (2)$$

Shunday qilib, zaryadning absolyut miqdori son jihatidan shu zaryadga va birlik zaryadga navbatma-navbat maydonning shu nuqtasiga joylashtirilgan zaryadga ta’sir qiluvchi kuchlar nisbatiga teng bo‘ladi. SI sistemasida elektr o‘lchov birligi sifatida tok kuchi birligi — 1 Amper bo‘lganligi uchun — 1 Kulon o‘tkazgich ko‘ndalang kesimidan 1 sekundda o‘tgan 1 Amper tok kuchiga mos keladi. $1 \cdot kulon = 3 \cdot 10^9 СГСЭ_q = 6.3 \cdot 10^{18} ta$ elektron (yoki proton) zaryadi bor.

Hozirgi vaqtda ma’lumki, jismning zaryadi atom tarkibiga kiruvchi elementar zarrachalarning elektr zaryadining borligi bilan aniqlanadi (musbat zaryadlangan protonlar va manfiy zaryadlangan elektronlar). Bu va boshqa zaryadlangan elementar zarrachalar elementar elektr zaryadiga ega bo‘ladi, uning absolyut miqdori:

$$e = 1{,}6 \cdot 10^{-19} C \qquad (3)$$

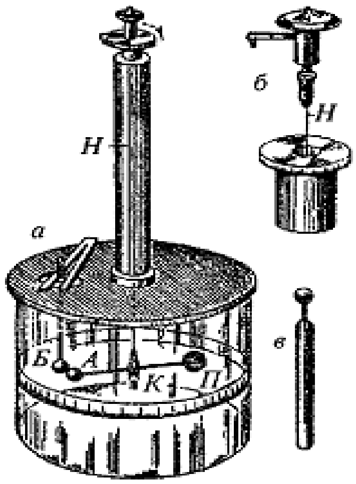
bu esa bitta elektronning zaryadi bo‘lib, $1{,}6 \cdot 10^{-19} C$ bo‘lgan zaryadning eng mayda bo‘lakchasidir yoki elektr zaryadining tabiiy o‘lchovidir (keyingi vaqtda kvarklar nazariyasi yanada mayda zaryad borligini isbotlamoqda, bu haqda biz to‘xtab o‘tirmaymiz).

Jismning to‘la zaryadi:

$$q = eN_p + (-e)N_{e^-} \qquad (4)$$

bu yerda N_p- protonlar soni, N_e- elektronlar soni.

Protonlar soni elektronlar soniga teng bo‘lganda $q=0$; elektronlar soni kam bo‘lganda $(N_e<N_p)$ jism musbat zaryadlanadi, ziyod bo‘lganda $(N_e>N_p)$ manfiy zaryadlanadi.



1-chizma

Shunday qilib, jism zaryadi hamma vaqt elementar zaryad kattaligiga nisbatan butun yoki diskretdir. Makroskopik jismlarning elektr xossasini o‘rganishda, zaryadning bu jismlarda taqsimlanishini uzluksiz deb qarash mumkin.

Kulon qonuni. Kulon (1785 yil) tajribada ikkita nuqtaviy zaryadning, ya’ni o‘lchami ular orasidagi masofaga nisbatan kichik bo‘lgan zaryadlangan jismlar o‘zaro ta’sir qonunini topdi (1-chizma). Bu qonunga ko‘ra, ikkita nuqtaviy zaryadning o‘zaro ta’sir kuchlari Nyutonning uchinchi qonunini qanoatlantirdi, ya’ni zaryadlar o‘rtasidagi kuch zaryadlarni birlashtiruvchi to‘g‘ri chiziq bo‘yicha yo‘nalgan bo‘lib, kattaliklari teng va yo‘nalishlari qarama-qarshidir. Bu kuchlarning kattaligi q_1 va q_2 zaryadlarga to‘g‘ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga $r_{12}{}^2$ teskari proporsional:

$$|F_{12}| = k\frac{|q_1||q_2|}{r_{12}^2} \qquad (5)$$

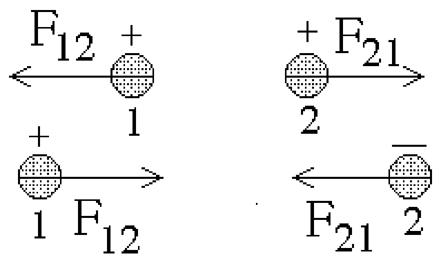
bu yerda k-proporsionallik koeffitsiyenti bo‘lib, o‘lchov sistemasiga bog‘liq va tajribada aniqlanadi. SI sistemasida u quyidagicha yoziladi:

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \qquad (6).$$

ε_0-doimiylikka elektr doimiysi deyiladi:

$$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\,\frac{F}{m} \quad (7).$$

bu yerda F/m elektr doimiysining o‘lchov birligi.



2-chizma

Kulon qonunini vektor ko‘rinishida ham yozish mumkin:

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{r_{12}^{\;3}} \qquad (8),$$

bu yerda $\vec{F}_{12}$ - q_2 zaryad tomonidan q_1 zaryadga ta’sir etuvchi kuch; $\vec{r}_{21}$ q_1 zaryaddan q_2 zaryadga o‘tkazilgan birlik vektor.

2-chizmada bu kuchning yo‘nalishi ko‘rsatilgan. Kuchlarning yo‘nalishi zaryadning ishorasiga bog‘liq. Agar zaryadlar ishorasi bir xil bo‘lsa, zaryadlarga ta’sir qiluvchi kuchlar qarama - qarshi tomonga yo‘nalgan bo‘ladi. Agar zaryadlar har xil ishorali bo‘lsa, zaryadlarga ta’sir etuvchi kuchlar bir-biriga tomon yo‘nalgan bo‘ladi.

3- §. Zaryad zichliklari.

Zaryadning moddada taqsimlanishini xarakterlash uchun zaryad zichligi degan tushuncha kiritiladi.

Hajmiy zaryad zichligi quyidagicha aniqlanadi:

$$\rho = \Delta q / \Delta V \qquad (1).$$

Zaryadning hajmiy zichligi, hajm birligiga to‘g‘ri keladigan zaryadga son jihatdan teng bo‘ladi. Agar zaryadning zichligi koordinata funksiyasi sifatida berilgan bo‘lsa, har qanday hajm V da to‘plangan zaryadni topish mumkin. Shu maqsadda fazoning qaralayotgan sohasini juda kichik bo‘lakchalarga bo‘lamiz. U vaqtda ΔV kichik hajmidagi Δq zaryad, X,Y,Z koordinata atrofida (1) ifodaga asosan quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta q = \rho(x, y, z) \cdot \Delta V \qquad (2).$$

V hajmdagi to‘la zaryad q ni topish uchun (2) ning yig‘indisini olamiz;

$$q = \lim \sum \rho_i \Delta V_i \qquad (3).$$

bu yerda $\rho_i - \Delta V_i$ hajm elementidagi zaryadning o‘rtacha zichligi.

Sirtiy zaryad zichligi. Ba’zi hollarda zaryad sirtdagi makroskopik qatlamda ham (masalan o‘tkazgich sirti yaqinida) to‘planishi mumkin. Makroskopik qaraganda bunday qatlamning qalinligini tashlab yuborish mumkin va zaryadni sirt bo‘yicha taqsimlangan deb qarash mumkin. Zaryadning bunday taqsimlanishi sirtiy zaryad zichligi bilan xarakterlanadi, u makroskopik cheksiz kichik uchastkasidagi zaryad Δq ning shu uchastka yuzasi ΔS ga nisbati bilan aniqlanadi:

$$\sigma = \Delta q / \Delta S \qquad (4).$$

Demak, sirt zaryad zichligi son jihatdan yuza birligiga to‘g‘ri keluvchi zaryadga teng bo‘ladi. Kichik sirt ΔS uchastkasidagi Δq zaryad, (4) ga ko‘ra quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta q = \sigma \cdot \Delta S \qquad (5),$$

butun S sirtdagi q zaryad, uning barcha kichik qismidagi zaryadlar zichliklarining yig‘indisi orqali yoki sirt integrali orqali aniqlanadi:

$$q = \lim \sum \sigma_i \Delta S_i = \int \sigma \cdot dS \qquad (6).$$

Chiziqli zaryad zichligi. Ko‘pgina masalalarda zaryad qanday tartiblangan formada (ip, silindr) taqsimlanishini aniqlash uchun chiziqli zaryad zichligi tushunchasi kiritiladi:

$$\tau = \Delta q / \Delta l \qquad (7),$$

bu yerda Δq - jismning Δl uzunlikka to‘g‘ri keluvchi zaryad. (7) ga asosan Δl uzunlik qismiga to‘g‘ri kelgan zaryad quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta q = \tau \cdot \Delta l \qquad (8).$$

Chekli uzunlikdan L uchastkadagi zaryad q konturli integral bo‘lib quyidagicha aniqlanadi:

$$q = \int \tau \cdot dl \qquad (9).$$

4 §. Elektr maydoni.

Elektr zaryadlarining o‘zaro ta’siri tekshirilayotganda nima uchun zaryadlarga ta’sir qiluvchi kuchlar paydo bo‘ladi va ular bir zaryaddan boshqasiga qanday beriladi, degan savol tug‘ilishi tabiiydir. Xuddi shuningdek, quyidagi savolni ham qo‘yish mumkin: faqat ikkita zaryad mavjud bo‘lgandagina mexanikaviy kuchlar paydo bo‘ladi, biroq faqat bittagina zaryad mavjud bo‘lib, ikkinchisi umuman bo‘lmasa, atrofdagi fazoda biror o‘zgarish sodir bo‘ladimi?

Fizika fanining taraqqiyoti jarayonida bu qo‘yilgan savollarga javob berishda bir- biriga qarama-qarshi ikki xil yondashish mavjud edi. Ulardan birida quyidagicha faraz qilinar edi: jismlar boshqa jismlarga oraliq jismlar yoki muhitning ishtirokisiz masofadan turib ta’sir qilish xossasiga ega, ya’ni kuchlar bir jismdan boshqa jismga bo‘shliq orqali, shu bilan birga bir onda uzatilishi mumkin (olisdan ta’sir qilish nazariyasi). Bu nuqtai nazardan qaraganda faqat bitta zaryad mavjud bo‘lganda atrof fazoda hech qanday o‘zgarish sodir bo‘lmaydi.

Ikkinchi yondashishda esa bir-biri bilan bog‘lanmagan jismlar orasida o‘zaro ta’sir kuchlari bu jismlarni qurshab olgan biror muhit bo‘lgandagina shu muhitning bir qismidan ikkinchi qismiga oxirgi tezlik bilan ketma-ket uzatilishi mumkin (yaqindan ta’sir qilish nazariyasi); hatto yagona zaryad bo‘lganda ham atrofdagi fazoda ma’lum o‘zgarishlar sodir bo‘ladi. Hozirgi zamon fizikasi yaqindan ta’sir qilish g‘oyasini saqlab, olisdan ta’sir qilish g‘oyasini inkor etadi. Haqiqatan ham, o‘zaro ta’sir kuchlari, ya’ni harakat bo‘shliq orqali, materiya ishtirokisiz uzatilishi mumkin deb faraz qilish, materiyasiz harakat mavjud deb faraz qilish bilan teng kuchlidir, bu esa hech qanday mazmunga ega emas.

Shunday qilib, tinch turgan zaryadlar orasida kuch paydo bo‘lishi va uning uzatilishini tushunish uchun zaryadlar orasida o‘zaro ta’sirni amalga oshiradigan biror fizikaviy agent bor deb faraz qilish lozim. Elektr maydon ana shu agentning o‘zginasidir. Biror joyda elektr zaryad bo‘lganda uning atrofida elektr maydon paydo bo‘ladi. Elektr maydonning asosiy xossasi shundaki, mana shu maydonga joylashgan har qanday zaryadga kuch ta’sir qiladi.

Tinch turgan zaryadlarning o‘zaro ta’sirlashuvini qarab chiqib, elektr maydon tushunchasiga kelamiz. Xuddi shu tarzda, harakatlanayotgan zaryadlar (toklar) yoki doimiy magnitlarning o‘zaro magnit ta’sirlarini qarab chiqib, magnit maydon tushunchasiga kelamiz. Elektr va magnit maydonlar bir-biriga aylanishi mumkinligini va ularning har qaysisi umumiyroq bo‘lgan elektromagnit maydonning xususiy holi ekanligini oxirgi mavzularda ko‘ramiz. Elektr (va magnit) maydonlar ularni yaratgan zaryadlarsiz (toklarsiz) mavjud bo‘lishi mumkinligi, elektr va magnit hodisalarning asosiy sabablarini elektro-magnit maydonda ko‘rish lozimligi keyinroq ko‘rsatiladi. Elektromagnit maydon ma’lum energiyaga ega va mana shu energiyani o‘zi bilan olib yuradi, shuningdek, harakat miqdori va massaga ega. Binobarin, elektromagnit maydon elektr va magnit o‘zaro ta’sirlarni tavsiflash uchun o‘zimiz kiritgan abstrakt tasavvur bo‘lmay, balki fizikaviy xossalarga ega bo‘lgan ob’ektiv reallikdir. U materiyaning muayyan shakli bo‘lib, elektr va magnit o‘zaro ta’sirlarni amalga oshiradi. Shunday qilib, hozirgi zamon fizikasi maydon tushunchasi yordamida yaqindan ta’sir qilish to‘g‘risidagi tasavvurni kengaytiradi va uni nomexanikaviy hodisalarga tatbiq qiladi.

5 §. Elektr maydon kuchlanganligi.

Elektr maydonning asosiy xarakteristikasi kuchlanganlik vektoridir. Qandaydir qo‘zg‘almas zaryadlar sistemasi tomonidan hosil qilingan ixtiyoriy elektrostatik maydonini qaraymiz. Sinov zaryadi q_0 ni olamiz va uni maydonning turli xil nuqtalariga joylashtiramiz. Sinov nuqtaviy zaryadga maydon tomonidan ta’sir qiluvchi kuch F sinov zaryadi q_0 kattaligiga proporsionaldir:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \qquad (1).$$

Sinov zaryadi eng kamida ikkita shartni qanoatlantirishi kerak. *Birinchidan*, uning geometrik o‘lchamlari juda kichik bo‘lishi kerak, chunki bizni fazoning ma’lum nuqtasidagi kuch qiziqtiradi. *Ikkinchidan* uning kattaligi q_0 ham uncha katta bo‘lmasligi kerak, aks holda uning maydoni tekshirilayotgan maydonning hosil qilgan zaryadlarining qayta taqsimlanishini o‘zgartirib yuborishi mumkin, ya’ni natijalarni sezilarli o‘zgartirib yuborishi mumkin.

$\vec{F}$ - kuch maydonning xarakteristikasi bo‘la olmaydi, chunki u shu maydonga kiritilgan sinov zaryadiga bog‘liqdir. Vektor $\vec{E}$ esa $q_0$ga bog‘liq emas, u maydonning xossasiga, ayniqsa maydonni hosil qilgan zaryadning fazoda tarqalishiga va fazoning nuqtasiga bog‘liqdir. Unga elektr maydon kuchlanganligi deyiladi. (1) ifodadan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \qquad (2).$$

Elektr maydon kuchlanganligi son jihatdan sinov zaryad kattaligiga ta’sir qiluvchi kuchga tengdir. Yoki boshqacha aytganda, kuchlanganlik son jihatdan va yo‘nalishi jihatdan musbat sinov zaryad birligiga ta’sir qiluvchi kuchga tengdir. SI sistemasida kuchlanganlikning o‘lchov birligi 1N/C bu esa 1V/m ga ekvivalentdir.

Juda ko‘p masalalarda fazoda zaryadlarning taqsimlanishiga qarab elektrostatik maydonning kuchlanganligini aniqlash talab etiladi.

Nuqtaviy zaryadning maydoni. Nuqtaviy zaryadni q bilan, fazodagi nuqtalarning holatini radius- vektori $\vec{r}$ bilan xarakterlaymiz. Sinov zaryad q_0 ga ta’sir qiluvchi $\vec{F}$ kuch aniqlanadi, bu yerda qabul qilingan belgilashlarga ko‘ra, q_1 ni q ga, q_2 ni q_0 ga va r_{12} ni r ga almashtiramiz:

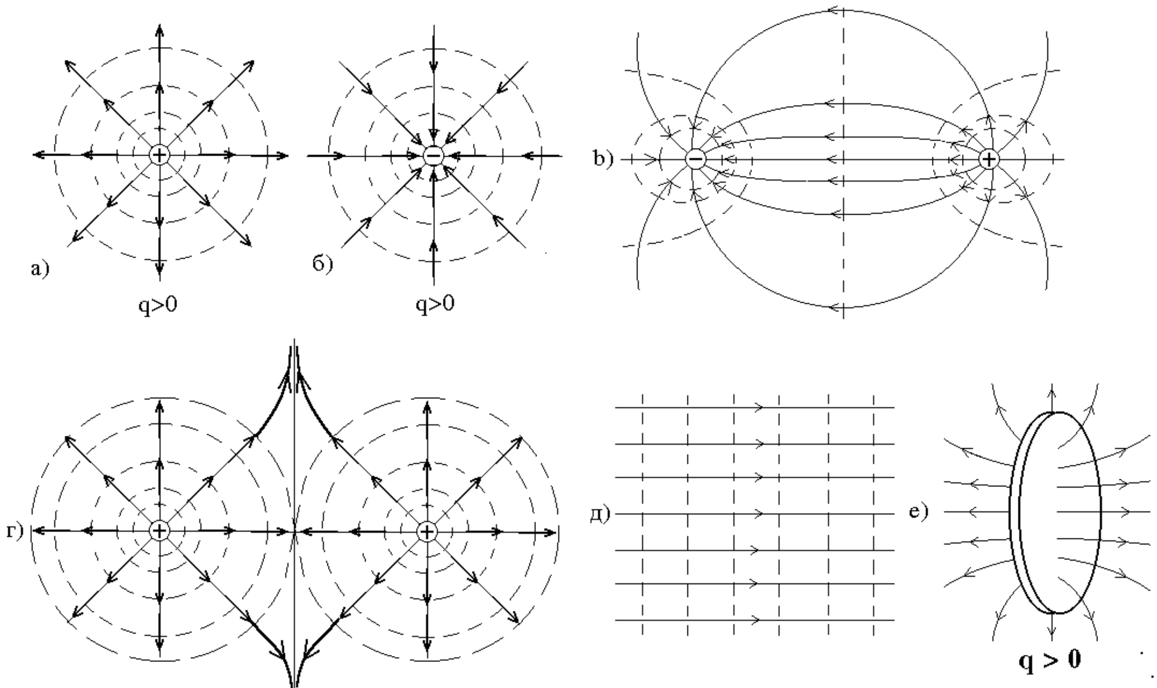
$$\vec{F} = \frac{\vec{E}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{qq_0}{r^2} \times \frac{\vec{r}}{r} \qquad (3),$$

kuchni sinov zaryad kattaligiga bo‘lsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{q}{r^2} \times \frac{\vec{r}}{r} \qquad (4).$$

Kuchlanganlikning absolyut qiymati uchun quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{|q|}{r^2} \qquad (5).$$



3-chizma

Bundan kelib chiqadiki, musbat nuqtaviy zaryadning ($q > 0$) maydonda kuchlanganlik vektori radius-vektor **r** tomon yo‘nalgan bo‘ladi, manfiy zaryadning ($q < 0$) maydon **r** ga qarshi yo‘nalgan bo‘ladi, ya’ni q zaryadga tomon yo‘nalgan bo‘ladi. Kuchlanganlikning kattaligi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir. Nuqtaviy zaryadning elektr maydon manzarasi 3-chizmada tasvirlangan. Bu yerda kuchlanganlik vektori strelka bilan tasvirlangan.

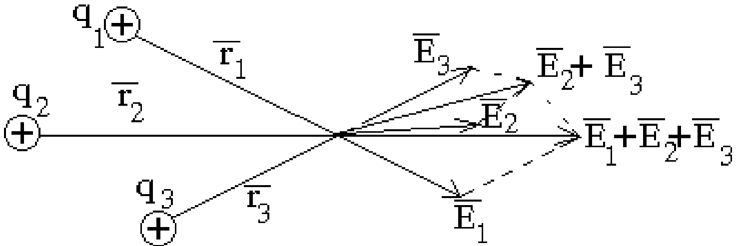
Superpozitsiya prinsipi. Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya prinsipi (ustma-ust qo‘shish) ga ko‘ra ixtiyoriy zaryadlar sistemasi tomonidan hosil qilingan maydon kuchlanganligi har bir nuqtada alohida zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganliklar yig‘indisiga teng bo‘ldi:

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i \qquad (6);$$

bu yerda $\vec{E}$ -sistemaning i-zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganligi, summa (yig‘indi) sistemadagi barcha zaryadlar bo‘yicha olinadi. Superpozitsiya prinsipi zaryadlar fazoda har qanday taqsimlanganda maydon kuchlanganligini nazariy hisoblash mumkinligini ko‘rsatadi. Haqiqatdan ham, har qanday zaryadlangan jismlar sistemasini nuqtaviy zaryadlar yig‘indisi yoki to‘plami deb qarash mumkin. Alohida i-ta nuqtaviy zaryad q_i hosil qilgan maydon kuchlanganligi formula (6) ga ko‘ra, superpozitsiya prinsipiga asosan quyidagicha bo‘ladi:

$$\vec{E} = \sum_i \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_i}{r_i^3} \vec{r}_i \quad (7).$$

Bu hol uchta nuqtaviy zaryadning biron A nuqtadagi yig‘indi kuchlanganligini topish quyidagi chizmada ko‘rsatilgan:

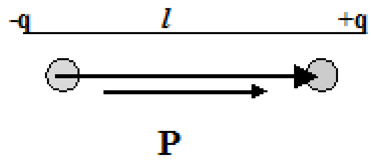


4-chizma

Elektr dipoli deb, absolyut miqdori jihatidan teng va qarama-qarshi ishoraga ega bo‘lgan ikkita nuqtaviy zaryaddan iborat bo‘lgan neytral sistemaga aytiladi. Dipolning zaryadlari **+q** va **-q** bilan belgilanib, manfiy zaryaddan musbat zaryadga o‘tkazilgan masofa ***l*** - uzunlik vektor bilan belgilanadi. Elektr dipolini elektr moment vektori bilan tasvirlash qulaydir:

$$\vec{p} = q\vec{l} \quad (8):$$

bu yerda ***l*** - kesma uzunligi. Aniqlanishicha bu vektor dipol o‘qi bo‘ylab yo‘nalgan, modul jihatdan zaryad kattaliklaridan biri va ular orasidagi masofa ko‘paytmasiga teng bo‘ladi

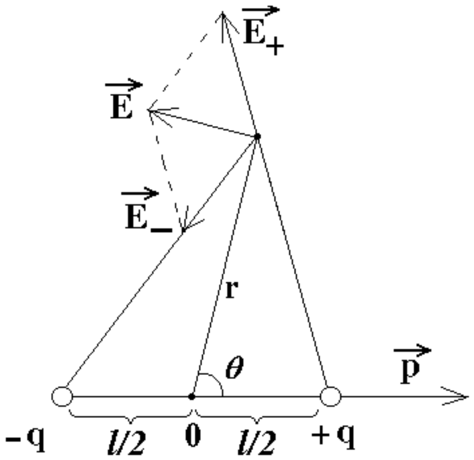


5-chizma

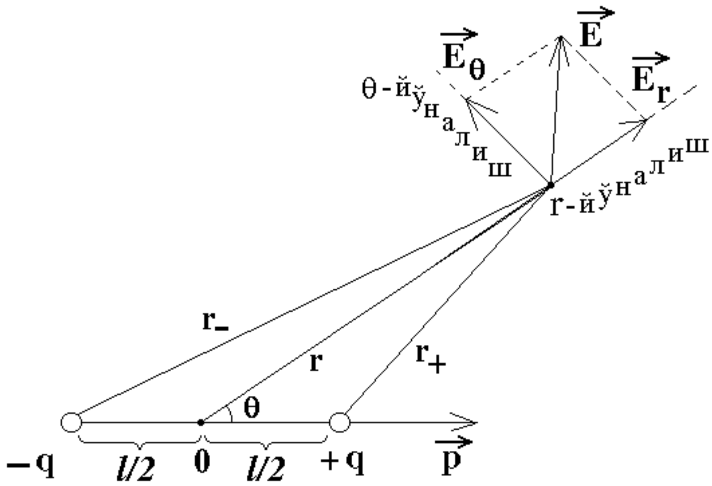
$$p = ql \quad \text{(5-chizma).}$$

Superpozitsiya prinsipiga ko‘ra, dipolning maydon kuchlanganligi **E** dipolning musbat va manfiy zaryadlari hosil qilgan kuchlanganliklari $\mathbf{E}_+$ va $\mathbf{E}_-$ ning yig‘indisiga teng. Dipoldan ancha uzoq bo‘lgan masofalarda ***(r>>l)*** maydon kuchlanganligining absolyut qiymati uchun quyidagi formulani chiqaramiz (6-chizma):

$$\mathrm{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{P\sqrt{1+3\cos^2\theta}}{r^3} \quad (9);$$



6-chizma



7-chizma

bu yerda **r** va **θ** - kuzatish nuqtasining qutb koordinatalari (7-chizma).

Shunga alohida e’tibor berish kerakki, dipolning elektr maydon kuchlanganiligi masofa bilan $\mathbf{1/r^3}$ qonuniyat bilan kamayadi, ma’lumki nuqtaviy zaryad maydon $\mathbf{1/r^2}$ qonun bo‘yicha kamayar edi. Dipol maydonining manzarasi 6-chizmada keltirilgan. (9) formulani isbot qilamiz.

Soddalik uchun dipol maydonini undan uzoqroq nuqtalarda $\boldsymbol{r \gg l}$ qaraymiz, bu vaqtda $\boldsymbol{l^2}$ ni $\mathbf{r^2}$ nisbatan tashlab yuborish mumkin, mos ravishda $\boldsymbol{l^2/r^2}$ ham birga nisbatan kichik bo‘ladi. Masalani qutb koordinata sistemasida yechish qulay (r,θ), (7-chizma). Bu yerda **r** - dipol markazidan kuzatish nuqtasigacha bo‘lgan masofa, **θ** - kuzatish nuqtasining radius - vektori bilan dipol elektr maydon vektori **p** orasidagi burchak.

Dastlab, superpozitsiya prinsipini qo‘llab potensialni hisoblaymiz:

$$\varphi(r,\theta) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(+q)}{r_+} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{-q}{r_-} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-}\right)$$

$\mathbf{r_+}$ va $\mathbf{r_-}$ ni kosinuslar teoremasini qo‘llab va kvadrat ildizni Nyuton binomiga yoyish orqali topamiz:

$$r_- = \sqrt{r^2 + 2r\frac{l}{2}\cos\theta} = r\left(1 + \frac{l}{r}\cos\theta\right)^{\frac{1}{2}} = r\left(1 + \frac{l}{2r}\cos\theta + ...\right);$$

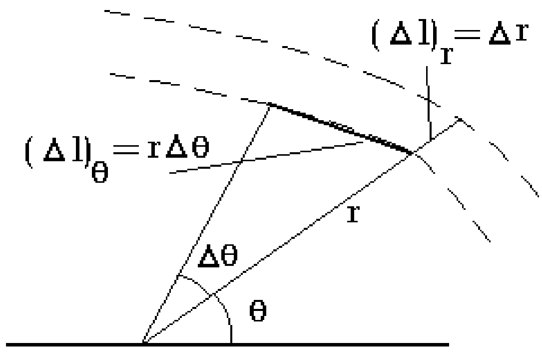
bilan $\mathbf{l/r}$ ga nisbatan yuqori tartibli ($\mathbf{(l / r)^2}$, $\mathbf{(l / r)^3}$) larni tashlab yuboramiz. Potensial uchun formula quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\varphi(r,\theta) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}\left(\frac{1}{1 - \frac{l}{2r}\cos\theta} - \frac{1}{1 + \frac{l}{2r}\cos\theta}\right) =$$

$$\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}\left(1 + \frac{l}{2r}\cos\theta - 1 + \frac{l}{2r}\cos\theta\right) = \frac{ql\cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$

$p = ql$ bo‘lgani uchun, oxirgi natija:

$$\varphi(r,\theta) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{P\cos\theta}{r^2} \qquad (10)$$



8-chizma

Endi kuchlanganlik va potensial orasidagi bog‘lanishdan foydalanib maydon kuchlanganligining radial **r** va unga perpendikulyar **θ**-yo‘nalish bo‘yicha proeksiyalarini hisoblaymiz. Radial yo‘nalishda siljiganda **$(\Delta l)_r = \Delta r$**, a **θ**-yo‘nalish bo‘yicha siljiganda **$(\Delta l)_\theta = r\Delta\theta$** (8-chizma), u vaqtda:

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial l}\right)_{r-yo`nalish} = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)$$
$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial l}\right)_{\theta-yo`nalish} = \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} \qquad (11).$$

Shunday qilib (11) formula bo’yicha (10) ni differensiallab quyidagini topamiz:

$$E_r = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)_{r-yo`n} = -\frac{\partial\varphi}{\partial r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2P\cos\theta}{r^3} \qquad (12).$$

$$E_\theta = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial l}\right)_{\theta-yo`n} = -\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{P\sin\theta}{r^3} \qquad (13).$$

Kuchlanganlik vektorining absolyut miqdori Pifagor teoremasiga asosan topiladi:

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2} = \sqrt{\left(\frac{P}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\right)^2 4\cos^2\theta + \left(\frac{P}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\right)^2 \sin^2\theta} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{P\sqrt{1+3\cos^2\theta}}{r^3}$$

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{P\sqrt{1+3\cos^2\theta}}{r^3} \qquad (14).$$

(14) formula bo’yicha E_r va E_θ ni $\theta = \pi / 2$ nuqtalar uchun hisoblashni tavsiya

qilamiz, ko'rasizki, kuchlanganlik vektorining yo'nalishi bu nuqtalarda chizma 9 b ga mos keladi.

Endi dipolning tashqi elektr maydonidagi tutishini qaraymiz. Agar maydon bir jinsli bo'lsa, u vaqtda dipolning musbat va manfiy zaryadi absolyut qiymati:

$$\vec{F} = \vec{E}q$$

ga teng bo'lgan, lekin qarama-qarshi yo'nalgan $\mathbf{F}_+$ va $\mathbf{F}_-$ kuchlar ta'sir qiladi (9-a chizma). $\mathbf{F}_+$ va $\mathbf{F}_-$ kuchlar juft kuch momentini hosil qiladi, uning momenti:

$$M = Fd = Fl\sin\alpha \ ;$$

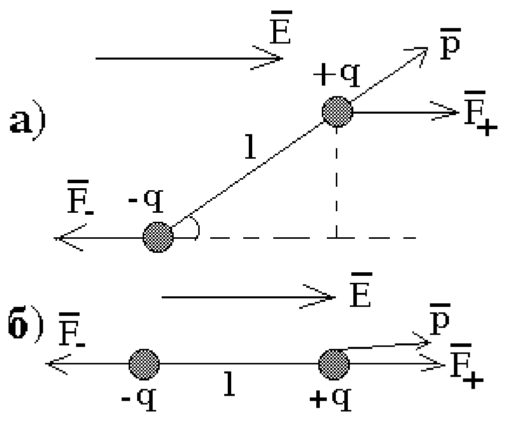
$d = l\sin\alpha$ yelkaga ega bo'ladi, bu yerda α- elektr momenti bilan kuchlanganlik vektorlari orasidagi burchak. Demak, bu kuch momentining absolyut miqdori:

$$M = Fd = Fl\sin\alpha = Edl\sin\alpha = pE\sin\alpha \ ,$$

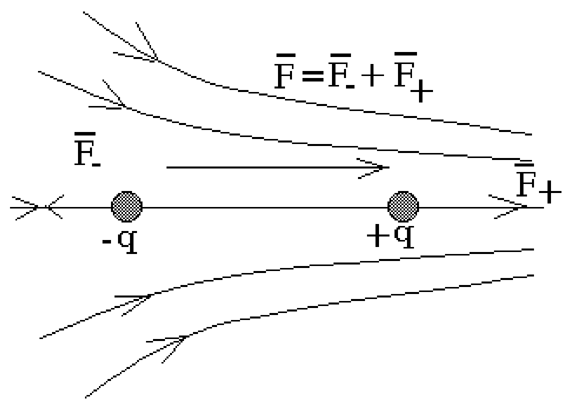
teng bo'ladi. Buni vektor ko'rinishida yozamiz;

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}\ \mathbf{E}] \qquad (15).$$

Bu moment dipolni turg'un muvozanat holatga qaytarishga harakat qiladi, bu vaqtda elektr momenti vektori **r** kuchlanganlik chizig'i bo'yicha yo'nalgan bo'ladi (9- b chizma).



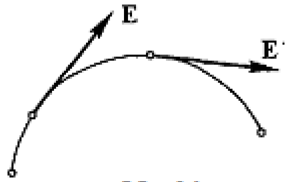
9-chizma



10-chizma

Chizmadan ko‘rinadiki, maydon kuchlari dipolni cho‘zishga harakat qiladi, ayniqsa u absolyut qattiq bo‘lmasa, u tegishli deformatsiyaga ega bo‘ladi. Nihoyat, yig‘indi tashqi kuch 0 ga teng, dipolning massa markazi tezlanishga ega bo‘lmaydi. Shunday qilib, bir jinsli tashqi maydon dipolga oriyentirlovchi va deformatsiyalovchi ta’sir ko‘rsatadi. Bir jinsli bo‘lmagan maydon bulardan tashqari dipolni maydon kuchlanganligi katta bo‘lgan yo‘nalishga itaradi, chunki bu holda $\mathbf{F}_{+}\neq\mathbf{F}_{-}$ (10-chizma).

Kuchlanganlik chiziqlari. Elektr maydonni tavsiflash uchun maydonning har qaysi nuqtasidagi kuchlanganlik vektori berilgan bo‘lishi lozim. Buni analitik tarzda, maydon kuchlanganligining koordinatalariga bog‘liqligini formula ko‘rinishida ifodalab amalga oshirish mumkin. Biroq bunday bog‘lanishni kuch chiziqlaridan foydalanib grafik tarzda ham berish mumkin.



11-chizma

Kuch chizig‘i yoki maydon kuchlanganligining vektor chizig‘i deb, elektr maydonda o‘tkazilgan shunday chiziqqa aytiladiki, bu chiziqning istalgan nuqtasiga o‘tkazilgan urinmaning yo‘nalishi maydon kuchlanganligi vektori yo‘nalishi bilan mos tushadi (11-chizma). Har qanday to‘g‘ri chiziq kabi urinma ham ikki o‘zaro qarama-qarshi yo‘nalishni ifodalaydi, shuning uchun kuch chizig‘iga ma’lum yo‘nalish beriladi, uni chizmada strelka bilan belgilanadi.

Kuch chiziqlari yordamida faqat yo‘nalishi emas, balki maydon kuchlanganligi kattaligini ham tasvirlash uchun maydon grafiklarida kuch chiziqlarini ma’lum quyuqlikda o‘tkazish, chunonchi, kuch chiziqlariga perpendikulyar bo‘lgan birlik sirt orqali o‘tayotgan kuch chiziqlari soni muayyan nuqtada maydon kuchlanganligi kattaligiga teng (yoki proporsional) bo‘lishi lozimligi shartlashilgan.

Maydon kuch chiziqlarini tasvirlab, maydonning o‘ziga xos grafiklari yoki kartalarini olamiz. Ular maydonning turli qismlarida kuchlanganlik nimaga tengligini va u fazoda qanday o‘zgarishini ko‘rsatadi. Maydonlarni bu usulda tasvirlash ancha ko‘rgazmali bo‘lgani tufayli elektrotexnikada keng qo‘llaniladi.

Aytilganlardan maydonning har qanday nuqtasi orqali kuch chizig‘i o‘tkazish mumkinligi kelib chiqadi. Bundan keyin maydonning har qaysi nuqtasida kuchlanganlik vektori ma’lum yo‘nalishga ega bo‘lgani uchun kuch chiziqlari hech qayerda o‘zaro kesishmaydi.

Agar qandaydir vektor kattalikning qiymati fazoning barcha nuqtalarida yoki fazoning sohasida aniqlangan bo‘lsa, vektor maydon haqida gapiriladi. Vektor maydonning ko‘rgazmali tasvirini hosil qilish uchun chiziqlar shunday o‘tkaziladiki, har bir nuqtadagi vektorning yo‘nalishi shu chiziqlarga urinma bo‘lishi kerak (11-chizma).

Vektor maydon chiziqlarini o‘tkazish, uning zichligi har bir nuqtadagi vektor kattalikning absolyut qiymatiga teng bo‘lishi kerak degan shart bilan amalga oshiriladi. Bunga ko‘ra vektor maydon kichik chiziqlar manzarasiga qarab nafaqat uning yo‘nalishi haqida, balki uning kattaligi haqida fikr yuritiladi: chiziqlar zich bo‘lgan joyda **E** vektorning kattaligi ko‘p, va aksinchadir. Kuchlanganlik vektori chiziqlari yana bir muhim xossaga ega bo‘ladi: agar kuch chiziqlarini zichlik sharti bo‘yicha o‘tkazilsa, ular zaryadlangan jismlardan tashqari uzluksiz bo‘lib, zaryad bor joyda esa uziladi, musbat zaryad bor joyda -”boshlanadi”, manfiy zaryadlarda -” tugaydi “. Bu esa Gauss tenglamasining natijasidir. 3-chizmada musbat va manfiy zaryad (a,b), ikkita turli xil va bir xil zaryadlangan (v va g), bir jinsli (g) va yupqa zaryadlangan (d) diskning kuchlanganlik chiziqlari tutash chiziqlar bilan belgilangan.

6§. Ostogradskiy-Gauss teoremasi.

Kuchlanganlik oqimi. Vektor maydonlarining xossasini xarakterlash uchun skalyar kattalik sirt orqali o‘tuvchi vektor oqimi kiritiladi. Elektrostatikada kuchlanganlik vektori oqimi bilan ish ko‘riladi. Oqimni aniqlash uchun, xususiy holni ko‘rib chiqamiz, maydon bir jinsli va sirt tekis bo‘lgan holni qaraymiz. Bu holda kuchlanganlik vektori **E** yuza orqali oqimi Φ quyidagi formula bilan aniqlanadi:

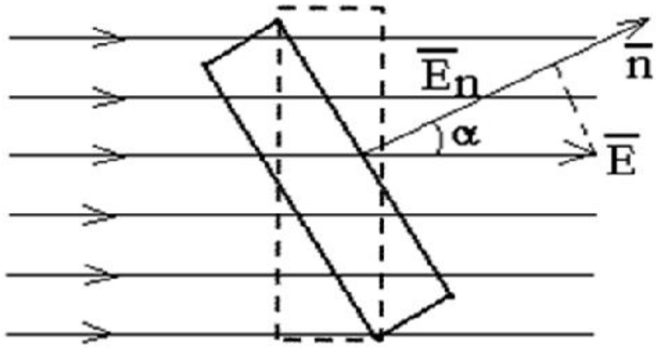
$$\Delta\Phi = ES\cos\alpha = E_n S \quad (1).$$

Bu yerda α burchak kuchlanganlik **E** bilan yuzaga tushirilgan normal **n** o‘rtasidagi burchak, $E_n = E\cos\alpha$ kuchlanganlikning normal bo‘yicha proyeksiyasi (12-chizma).

Umumiy holda, maydon bir jinsli boʻlmaganda va sirt yassi boʻlmaganda, sirtni fikran mayda qismlarga boʻlamiz, ya'ni taqriban uni yassi deb hisoblash mumkin boʻlsin, barcha nuqtalardagi maydonni bir jinsli deb hisoblaymiz. Yuzasi ΔS_i - boʻlgan i-ta qismdan oʻtgan kichik kuchlanganlik oqimi $\Delta\Phi_i$ quyidagicha boʻladi:

$$\Delta\Phi_i = E^{(i)} S_i \cos\alpha_i \quad (2)$$

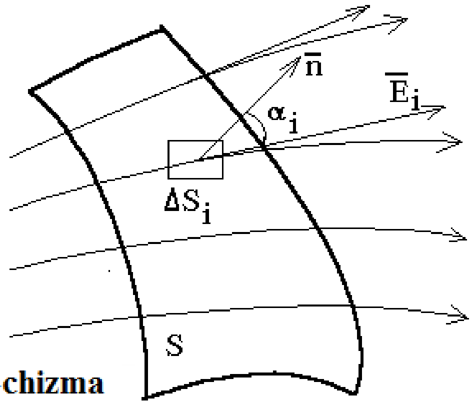
bu yerda $E^{(i)}$ - shu uchastkadagi maydon kuchlanganligi va α_i - kuchlanganlik $E^{(i)}$ bilan normal oʻrtasidagi burchak (12-chizma).



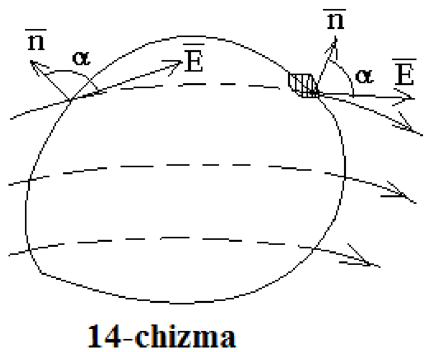
12-chizma

S sirt orqali oʻtuvchi toʻla kuchlanganlik oqimi Φ ni topish uchun uning mayda uchastkalaridan oʻtuvchi oqimlarning yigʻindisini olamiz va limitga oʻtamiz, ya'ni $\Delta S_i \to 0$

$$\Phi = \lim_{\Delta S_i \to 0} \sum_i E_n^i \Delta S_i = \int_S E_n dS \quad (3)$$



13-chizma



14-chizma

ΔS sirtdan oʻtgan maydon kuchlanganlik oqimining absolyut qiymati son jihatidan shu yuzani kesib oʻtuvchi kuchlanganlik chiziqlari soniga teng boʻladi. Haqiqatdan ham, 15-chizmadan koʻrinadiki ΔS yuzada va uning tekislikka proyeksiyasi $\Delta S_{\perp}$ dan va bir xil sondagi kuchlanganlik chiziqlari oʻtadi va y $E\Delta S_{\perp}$

ga teng, tig‘izlik haqidagi shartga ko‘ra $\Delta S_{\perp}$ yuzachadan **E** kuchlanganlik chizig‘i o‘tadi. $\Delta S_{\perp} = \Delta S\cos\alpha$ bo‘lgani uchun

$$E\Delta S_{\perp} = E\Delta S\cos\alpha = \Delta\Phi$$

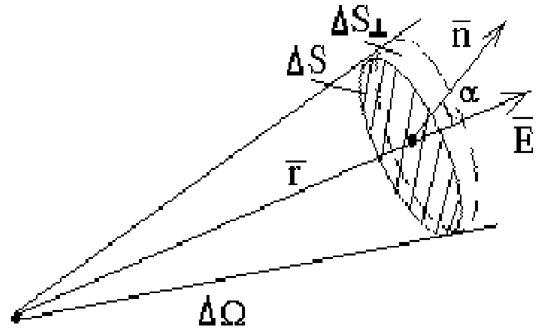
isbot etildi.

Oqimning ishorasi kuchlanganlik vektori yo‘nalishi bilan sirtga tushirilgan normal orasidagi burchakka bog‘liqdir. Yopiq sirt bo‘yicha oqimni aniqlashda shartli ravishda sirtga tashqi normal tushiriladi.

U vaqtda 14-chizmadan ko‘rinadiki, kuchlanganlik chiziqlari sirtdan chiqqan joyda, (bu yerda $\alpha < \pi/2, E_n > 0,$ demak, $\Delta\Phi = E_n \cdot \Delta S > 0$) oqim musbat bo‘ladi va kuchlanganlik chiziqlari kirgan joyda $(\alpha > \pi/2, E_n < 0, \Phi < 0)$ manfiy bo‘ladi. Demak, yopiq sirt orqali o‘tgan oqim son jihatdan sirtdan chiqayotgan chiziqlardan unga kirayotgan chiziqlarning ayirmasiga teng bo‘ladi.

Ostrogradskiy-Gauss teoremasi. Elektrostatik maydondagi oqim uchun quyidagi teorema mavjud: *Vakuumda har qanday ixtiyoriy yopiq sirt orqali o‘tgan kuchlanganlik vektorining oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlar algebraik yig‘indisining proporsionallik koeffitsiyentiga bo‘lgan nisbatiga tengdir.* SI sistemasida proporsionallik koeffitsiyenti ε_0 ga teng va teorema quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_i q_i \quad (4)$$



15-chizma

$\oint$ belgi integral yopiq sirt bo‘yicha olinishini bildiradi. Yoki induksiya vektori orqali ifodalasak:

$$\oint D_n dS = \sum_i q_i \quad (5)$$

Vakuumdagi yopiq sirt orqali o‘tayotgan induksiya oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlarning algebraik yig‘indisiga teng.

O‘ng tomondagi yig‘indini zaryad zichligi orqali ifodalasak, teorema quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\int_V \rho dV, \quad (6)$$

$\int_V$ integral hajm bo‘yicha olishini bildiradi va bu formula Ostrogradskiy-Gauss teoremasining integral ko‘rinishidir.

Teoremani isbot qilishni uch etapga bo‘lib olib boramiz.

1. Dastlab qo‘shimcha shart isbot qilinadi. q nuqtaviy zaryad maydonida ΔS – yuzachadan o‘tgan kuchlanganlik oqimi $\Delta\Phi$ shu zaryad va fazoviy burchak $\Delta\Omega$ orqali aniqlanadi, ya’ni:

$$\Delta\Phi = \pm\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} q\Delta\Omega, \quad (7)$$

bu yerda ishora yuzaga tushirilgan normal bilan aniqlanadi. Aniqroq bo‘lish uchun zaryad q ni musbat deb hisoblaymiz. ΔS ga normalni shunday tanlaymizki, ya’ni u radius vektor $\vec{r}$ bilan o‘tkir burchak hosil qilsin. Formula (1) ga qo‘yib, nuqtaviy zaryad kuchlanganligining absolyut miqdori uchun quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\Delta\Phi = E\Delta S\cos\alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\Delta S\cos\alpha, \quad (8)$$

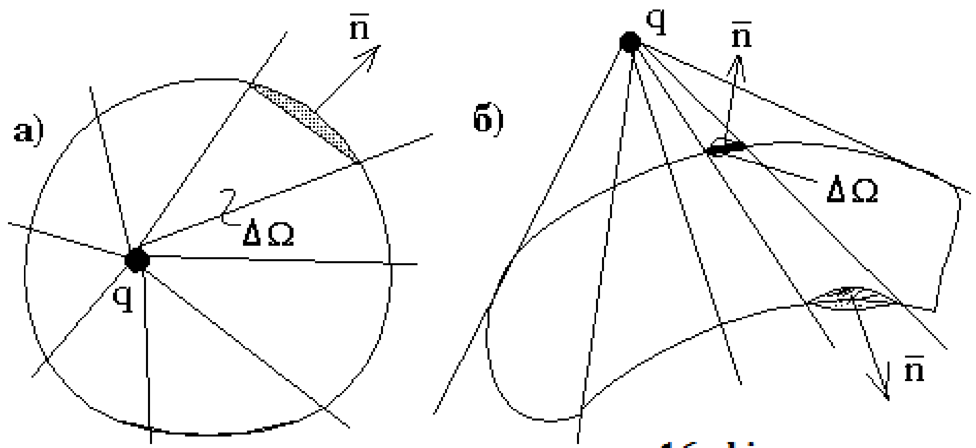
lekin, $\Delta S\cos\alpha=\Delta S_\perp$, bu yerda $\Delta S_\perp$- r ga perpendikulyar bo‘lgan tekislik yuzasi, $(\Delta S_\perp/r^2)=\Delta\Omega$ - fazoviy burchak $(\Omega=S/r^2)$ (15-chizma). Shularni va (-) ishorasini hisobga olsak bu formula (7) ga o‘tadi. (+) ishora normalning zaryad q dan yo‘nalishga, (-) normalga teskari yo‘nalishga mos keladi.

2. Endi teoremani to‘la nuqtaviy zaryad maydoni uchun isbotlaymiz. Istalgan ixtiyoriy yopiq sirt orqali o‘tgan kuchlanganlik oqimi q/ε_0 yoki 0 ga teng, bu esa zaryad q ni sirtning ichida yoki tashqarisida bo‘lishiga bog‘liqdir.

Sirtni qavariq deb, uni kichik qismlarga bo‘lamiz, ulardan har biri tegishli fazoviy burchak doirasida to‘plangan (16-a chizma**).** Sirtning har bir qismidan o‘tuvchi kuchlanganlik oqimi formula (8) bilan aniqlanadi. Agar sirt zaryadni o‘rab olsa (16-a chizma), u vaqtda bu formulada (+) ishora olish kerak, chunki sirtning barcha qismlarida tashqi normal zaryad q dan tashqariga yo‘nalgan. Sirtning barcha qismlaridan o‘tgan oqimlarning yig‘indisini olsak va yoyilgan fazoviy burchak 4π steradianga teng bo‘lishini hisobga olsak, to‘la oqim uchun quyidagi ifodani yozamiz:

$$\Phi = \int d\Phi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\int d\Omega = \frac{q}{\varepsilon_0} \cdot (9)$$

Agar zaryad yopiq sirtdan tashqarida joylashsa, u vaqtda sirt bitta fazoviy burchak doirasida juft uchastkalarga bo‘linadi (16-b chizma). Har ikkita shunday uchastkadan o‘tuvchi oqimlar ishoralari ΔΦ (4) ga ko‘ra qarama-qarshi bo‘ladi, chunki



16-chizma

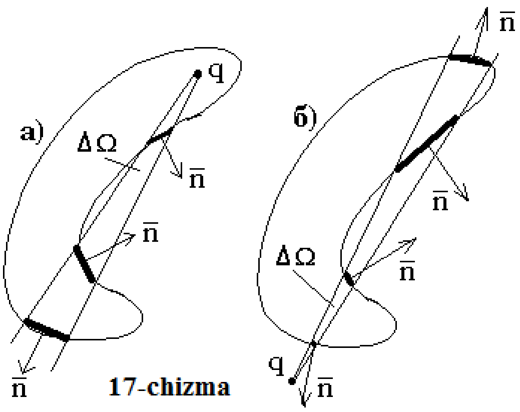
uchastkalardan birida normal q zaryadga tomon yo‘nalgan. Shuning uchun yig‘indi olganda kichik oqimlar bir-birini yo‘qotadi va butun sirt orqali o‘tuvchi to‘la oqim nolga teng bo‘ladi.

$$\Phi = \begin{cases} \dfrac{q}{\varepsilon_0}, agar \cdot zaryad \cdot sirt \cdot ichida \cdot bo`lsa \\ 0, agar \cdot zaryad \cdot sirt \cdot tashqarisida \cdot bo`lsa \end{cases}$$

Shunday qilib, shuni isbot qilish kerak edi, isbot qilindi. Biz qaragan holda sirt qavariq edi, lekin teorema har qanday formadagi yopiq sirt uchun o‘rinlidir (17-chizma). Bu yerda zaryaddan o‘tuvchi nur yopiq sirtni juda ko‘p kesib o‘tadi. Oqimning bu uchastkalardan kesib o‘tgan kuchlanganlik chiziqlarining absolyut miqdorlari xuddi qavariq sirtdagi singari bo‘ladi, ishoralar navbatlashadi, chunki normalning yo‘nalishi ham almashadi. Zaryadni o‘rab to‘rgan sirt uchun (17-a chizma) fazoviy burchak $\Delta\Omega$ chegarasidagi uchastkalar soni hamma vaqt toq bo‘ladi, yig‘indisi olinganda faqat chetki uchastkalardan kompensirlanmagan oqim $\Delta\Phi$ qoladi. Zaryad o‘rab olmagan sirt uchun (17- b chizma) fazoviy burchak doirasida uchastkalar soni juft bo‘ladi, yig‘indisi olinganda oqimlar juft-juft bo‘lib bir-birini yo‘qotadi.

3. Nihoyat, Gauss teoremasini umumiy hol uchun ixtiyoriy sistemadagi nuqtaviy zaryadlar maydoni uchun isbot qilamiz. Kuchlanganlik uchun superpozitsiya prinsipidan ma’lumki, ixtiyoriy yopiq sirt orqali o‘tgan kuchlanganlik oqim vektorini sistemaning har bir nuqtaviy zaryadi hosil qilgan oqimlar Φ_i yig‘indisidan iborat deb qarash mumkin.

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint (\sum_i E_n^{(i)}) dS = \sum_i (\oint_S E_n^{(i)} dS) = \sum_i \Phi_i \quad (10)$$



17-chizma

Yuqorida qilgan isbotimizga ko‘ra, zaryadning sirtdan tashqarida hosil qilgan oqimlari 0 ga teng, sirt ichida joylashganlari q/ε_0 ga teng bo‘ladi. Shunday qilib,

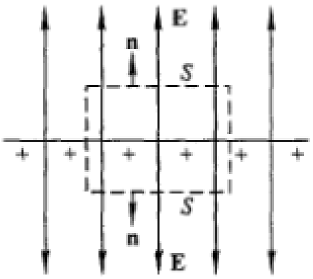
$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i \quad (11)$$

bu yerda o‘ngda S sirt ichida joylashgan zaryadlar kiradi.

Gauss teoremasi zaryadlar va ularning hosil qilgan maydonini bog‘lasada, umuman olganda zaryadning berilgan taqsimlanishi bo‘yicha maydon kuchlanganligini hisoblash imkoniyatini bermaydi, chunki **E** yopiq integral tagidadir.

Lekin zaryadning taqsimlanishi simmetrik bo‘lgan holda, u yoki bu formada yopiq sirt tanlab olish imkoniyati bo‘lgan hollarda kuchlanganlik vektori hamma yerda sirtga perpendikulyar bo‘ladi va uning barcha qismlarida absolyut qiymati bir xil bo‘ladi. Bunday holda kuchlanganlik kattaligi $E = \pm E_n = const$ bo‘ladi, uni integraldan chiqarish va aniqlash mumkin.

Cheksiz zaryadlangan tekislikning elektr maydoni. Tekis zaryadlangan cheksiz tekislikni qaraymiz, uning zaryad zichligi σ>0 bo‘lsin. Zaryadlarning taqsimlanishiga ko‘ra, aniq bir sirt formasi tanlab olinadi. Qaralayotgan masalada, elektr maydon kuchlanganligi zaryadlangan tekislikdan uzoqda bo‘lgan barcha nuqtalarda bir xil, ikkinchidan, hamma yerda tekislikka perpendikulyar va undan tashqariga yo‘nalgan. Bu tasavvurlar sirtni to‘g‘ri silindr ko‘rinishida qarashga asos bo‘ladi, uning yasovchisi kuchlanganlik chiziqlariga parallel, asoslari esa tekislikning ikkala tomonidan bir xil masofada joylashgan (18-chizma). Silindrning yon sirti orqali o‘tgan kuchlanganlik oqimi 0 ga teng, chunki unda $E_n = 0$. Har bir asosdan o‘tgan oqim quyidagicha yoziladi:



18-chizma

$$\Phi = \int_S E_n dS = \int_S EdS = ES \text{ , (12)}$$

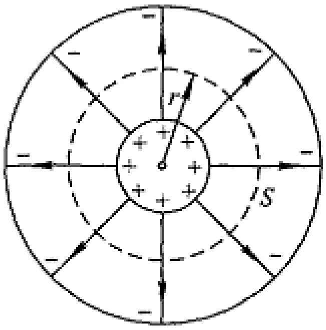
bu yerda S -silindr asosining yuzi. Silindr sirti orqali o‘tgan to‘la oqim: $\Phi = 2ES$

Silindr ichida joylashgan zaryad σS ga teng. Gauss teoremasiga ko‘ra quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$2ES = \frac{1}{\varepsilon_0}\sigma S \text{ .}$$

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \text{ .} \qquad (13)$$

Bu formuladan ko‘rinadiki, kuchlanganlik nuqtaning holatiga bog‘liq bo‘lmaydi, demak maydon plastinkaning ikkala tomonida ham bir jinslidir.



19-chizma

Sferik-simmetrik taqsimlangan zaryadning elektr maydoni. Zaryad q radiusi R bo‘lgan sferada simmetrik taqsimlangan bo‘lsin, ya’ni zaryad zichligi ρ sfera markazi 0 gacha bo‘lgan masofaga bog‘liq bo‘lsin. Zaryadni musbat deb hisoblaymiz (ρ>0). Simmetriya tasavvuri bo‘yicha aytish mumkinki, maydon kuchlanganligi istalgan nuqtada radial yo‘nalgan va uning kattaligi sfera markazidan teng uzoqlikdagi barcha nuqtalarda bir xildir (19-chizma). Demak, $E_n = E = const$ markazi 0 bo‘lgan radiusi **r** ga teng bo‘lgan barcha sferik sirtda o‘zgarmas va shu sirt orqali o‘tgan kuchlanganlik oqimi quyidagicha:

$$\oint_S E_n(r)dS = E(r)\int_s dS = E(r)4\pi r^2$$

$$E(r)\cdot 4\pi r^2 = (1/\varepsilon_0)q.$$

Bu esa Gauss teoremasiga ko‘ra sfera ichidagi yig‘indi zaryadga teng. Gauss teoremasini radiusi r>R bo‘lgan sferik sirtga qo‘llasak, va uning ichida butun zaryad q to‘plangan deb qarasak:

$$E(r)_{r>R} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}.(14)$$

Shunday qilib tashqi sohada maydon, sistema simmetriya markazida joylashgan nuqtaviy zaryad q ning maydoni kabi bo‘ladi. Gauss teoremasini radiusi r<R bo‘lgan sferik sirt uchun (chizmada kichik radiusli aylana) qo‘llasak:

$$E(r)\cdot 4\pi r^2 = (1/\varepsilon_0)q.$$

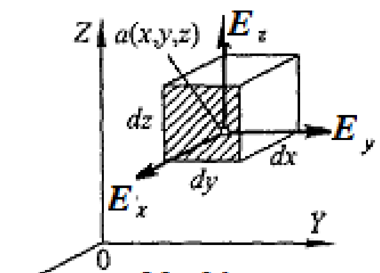
Bu yerdan topamiz:

$$E(r)_{r>R} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q`(r)}{r^2}.(15)$$

Bu yerda q`(r) - shu sfera ichidagi zaryad.

Shunday qilib, sistemaning ichki nuqtalarida maydon shu sfera ichida joylashgan zaryad bilan aniqlanadi va bu sferadan tashqaridagi zaryadga bog‘liq emas.

7 §. Gauss teoremasining differensial ko‘rinishi.



20-chizma

Integral ko‘rinishdagi Gauss teoremasi nolokal xarakterga ega, chunki unda fizik kattaliklarning qiymati fazoning turli xil nuqtasida mavjud bo‘ladi. E_n - tanlab olingan sirtning barcha nuqtalarida mavjud va shu sirt bilan chegaralangan hajmning barcha nuqtalarida ρ- zaryad zichligi. Agar sirtni nuqtaga yaqinlashtirsak yoki limitga o‘tsak, Gauss teoremasining differensial formasi - fizik kattaliklarning qiymatini bog‘lovchi differensial tenglama hosil bo‘ladi, zaryad zichligi va kuchlanganlikning koordinata bo‘yicha hosilasi fazoning bitta nuqtasi uchun mavjud bo‘ladi. Koordinatalari X,Y,Z bo‘lgan nuqtani qaraymiz va uning koordinatalari kichik siljishlari Δx, Δy, va Δz tomonlari bo‘yicha to‘g‘ri burchakli parallelopiped hosil qilamiz (20-chizma). Shu parallelopiped sirti orqali o‘tgan kuchlanganlik vektori oqimi uchun ifodani topamiz. Pastki qirra uchun yuza $\Delta S = \Delta x \Delta y$, $E_n = -E_z(x, y, z)$ chunki bu qirraga tashqi normal Z o‘qiga teskari yo‘nalgan:

$$\Delta\Phi = -E_z(x, y, z)\Delta x \Delta y \qquad (1).$$

Yuqori qirradan o‘tuvchi oqim $E_z(x, y, z + \Delta z)\Delta x \Delta y$ ga teng bo‘ladi. Haqiqatdan ham, bu holda $E_n = +E_z$ ga teng, chunki tashqi normal yo‘nalish Z o‘qi bilan mos keladi va undan tashqari E_z ning qiymatini $x, y, z + \Delta z$ nuqtada olish kerak, chunki yuqori qirra Δz ga siljigan. Xuddi shunday yo‘l bilan boshqa qirralar: chapdagi $-E_y(x, y, z)\Delta y \Delta z$, o‘ngdagi $E_x(x + \Delta x, y, z)\Delta y \Delta z$, oldingi $-E_y(x, y, z)\Delta x \Delta z$ va orqadagi $E_y(x, y + \Delta y, z)\Delta x \Delta z$. Qirralar orqali o‘tgan oqimlarni qo‘shib, parallelopiped sirtidan o‘tgan to‘la oqimni topamiz, uni Gauss teoremasi bo‘yicha $(1/\varepsilon_0)\rho(x,y,z)\Delta x\Delta y\Delta z$ qiymat (zaryad)ga tenglashtiramiz (sirt ichida joylashgan):

$$[E_x(x+\Delta x,y,z)+E_x(x,y,z)]\Delta y\Delta z+[E_y(x,y+\Delta y,z)+E_y(x,y,z)]\Delta x\Delta z+ \\ [E_z(x,y,z+\Delta z)+E_z(x,y,z)]\Delta x\Delta y=(1/\varepsilon_0)\rho(x,y,z)\Delta x\Delta y\Delta z\,. \quad (2)$$

Tenglikning ikkala tomonini parallelopiped hajmiga bo‘lamiz va limitga o‘tamiz: $\Delta x\to 0$, $\Delta y\to 0$ *va* $\Delta z\to 0$ natijada quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}=\frac{1}{\varepsilon_0}\rho\,. \quad (3)$$

Bu differensial tenglama Gauss teoremasining differensial ko‘rinishini ifodalaydi.

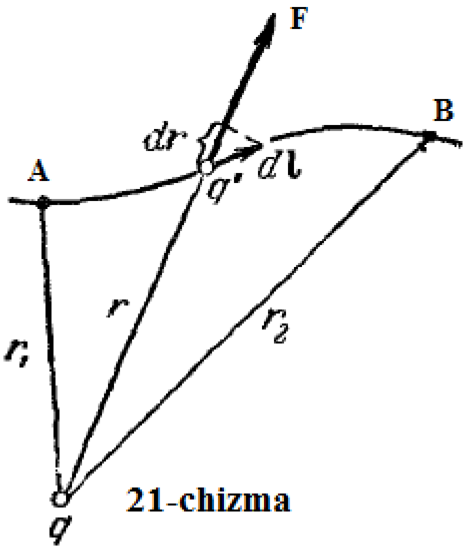
II bob. POTENSIALLAR FARQI

8-§. Elektrostatik maydonda bajarilgan ish.

Zaryadni elektrostatik maydonda ko‘chirishda bajarilgan ish. Sinov zaryadini elektr maydonda harakat qildirilganda elektrostatik kuchlar ish bajaradi. Mexanikadan ma’lumki, F kuchning cheksiz kichik ko‘chishdagi Δl ishi:

$$\Delta A=F\Delta l\cos\alpha=F_l\Delta l$$

bilan aniqlanadi, bu yerda α- kuch yo‘nalishi bilan ko‘chish orasidagi burchak, $F_l=F\cos\alpha$ kuchning ko‘chish yo‘nalishdagi proyeksiyasi. Chekli yo‘ldagi ish (21-chizma A nuqtadan B nuqtagacha uchastkada) kichik ishlarning yig‘indisi sifatida aniqlanadi:



21-chizma

$$\mathrm{A}_{AB} = \int_A^B F\cos\alpha dl = \int_A^B F_l dl \quad (1)$$

Sinov zaryadiga ta’sir qiluvchi kuch $F = E \cdot q_0$ bilan aniqlangani uchun, elektrostatik kuchning sinov zaryadini cheksiz kichik siljish Δl ko‘chirishda bajargan ishi quyidagicha bo‘ladi:

$$\Delta A = q_0 E \Delta l \cos a = q_0 E_l \Delta l \ . \quad (2)$$

A nuqtadan B nuqtagacha chekli uchastkada bajargan ishi:

$$A_{AB} = q_0 \int_A^B E\cos a dl = q_0 \int_A^B E_l dl \ . \quad (3)$$

Sinov zaryadini q_0 nuqtaviy zaryad maydonida ko‘chirganda bajarilgan ishni hisoblaymiz (21-chizma). Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi ifodasi va $dl\cos\alpha = dr$ ekanligini e’tiborga olsak quyidagiga ega bo‘lamiz:

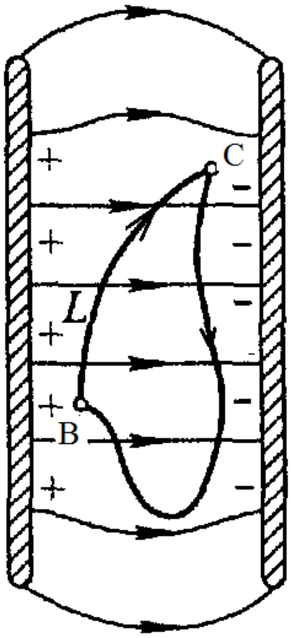
$$\mathrm{A}_{BC} = q_0 \int_B^C E\cos\alpha dl = q_0 \int_{r_B}^{r_C} \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2} \right) dr = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0} \int_{r_B}^{r_C} \frac{dr}{r^2} =$$

$$= \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_C} \right), (4)$$

bu yerda r_A va r_B zaryad q dan yo‘lning boshlang‘ich va oxirgi nuqtasigacha bo‘lgan masofa. Bu formuladan ko‘rinadiki, ish siljish (ko’chish)ning boshlang‘ich va oxirgi nuqtalarining holatiga bog‘liq bo‘lib, yo‘lning formasiga bog‘liq emasdir, chunki isbot qilishda forma ixtiyoriy tanlab olingan edi. Ko‘rish mumkinki, sinov zaryadini ko‘chirganda bajarilgan ishning yo‘l formasiga bog‘liq bo‘lmasligi har qanday elektrostatik maydonning umumiy xossasiga kiradi. Haqiqatdan ham, (4) formula va superpozitsiya prinsipidan foydalanib quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$A = q_0 \int E_l dl = q_0 \int \left(\sum_i E_l^{(i)} dl \right) = \sum_i \left(q_0 \int E_l^{(i)} dl \right) = \sum_i A_i \quad (5)$$

ya’ni ixtiyoriy zaryadlar sistemasi tomonidan bajarilgan ish har bir nuqtaviy zaryadning (alohida) bajargan ishlarining yig‘indisiga teng bo‘ladi. Har bir ish A_i sinov zaryadi trayektoriyasining formasiga bog‘liq emas, u vaqtda yig‘indi ish ham yo‘lning formasiga bog‘liq bo‘lmaydi. Bu shuni bildiradiki, ***elektrostatik kuchlar-konservativdir.*** Ish yo‘lning formasiga bog‘liq bo‘lmasligidan zaryadni yopiq kontur bo‘yicha bajargan ishi nolga teng bo‘lishi kelib chiqadi. Haqiqatda yopiq kontur L da ixtiyoriy B va C nuqtalar olamiz (22-chizma), nuqtaviy zaryadni (q_0) L kontur bo‘yicha ko‘chirishda bajargan ishi ikkita haddan iborat:



22-chizma

$A = A_{BC} + A_{CB}$. Ikkinchi hadni $(-A_{BC})$ ga almashtirish mumkin, chunki yo‘nalish o‘zgartirilganda ko‘chish ham ishorasini o‘zgartiradi va shunday qilib, $A = A_{BC} - A_{BC}$. Ammo $A_{BC} = A_{BC}$ ish yo‘lning formasiga bog‘liq bo‘lmagani uchun:

$$A = 0, \qquad (6)$$

ifodani qo‘llab va q_0 ga qisqartirib, olingan natijani quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint_L E_l dl = 0, (7)$$

integral yopiq kontur bo‘yicha olinadi. Ixtiyoriy vektor maydoni **A** uchun $\oint_L A_l dl$ ifodani yozish mumkin va unga A vektorning yopiq kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi deyiladi. Sirkulyatsiya oqim bilan birga vektor maydonining asosiy xarakteristikasidir. Formula (6), elektrostatik maydon kuchlanganligining yopiq kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi nolga teng ekanligini bildiradi.

9 §. Potensial.

Elektrostatik kuchlarning konservativ xossasidan kelib chiqadiki, elektrostatik maydonda joylashgan sinov zaryadi potensial energiyaga ega bo‘ladi. Potensial energiyaning umumiy aniqlanishidan foydalanib, maydonning B nuqtasidan qandaydir fiksirlangan nuqtaga (potensial energiyaning sanoq nuqtasi) ko‘chirganda bajargan ishni hisoblaymiz. Chekli o‘lchamdagi zaryadlar sistemasi uchun sanoq boshi sifatida (sanoq nuqtasi) cheksiz uzoqlashgan nuqta (∞) qabul qilinadi. Shunday qilib 8 bandagi (5)ni hisobga olsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$W(B) = A_{B\infty} = \int_B^\infty E_l dl \text{ .(1)}$$

Sinov zaryadining potensial energiyasi maydonning xarakteristikasi bo‘la olmaydi, chunki u sinov zaryadining kattaligiga bog‘liqdir. (1) ga asosan bu bog‘lanish to‘g‘ri proporsionaldir, lekin potensial energiyaning sinov zaryadi kattaligiga nisbati sinov zaryadiga bog‘liq bo‘lmaydi. Sinov zaryadi potensial energiyaning shu sinov zaryadiga nisbati elektrostatik maydonning shu nuqtasidagi potensiali deyiladi:

$$\varphi(B) = \frac{W_{nat}(B)}{q_0} = \frac{A_{B\infty}}{q_0} = \int_B^\infty E_l dl \qquad (2).$$

Bu aniqlashdan kelib chiqadiki, potensial son jihatdan birlik musbat zaryadning potensial energiyasiga tengdir. Potensialning SI sistemasida o‘lchov birligi “ Volt” va (2) ga ko‘ra 1V=1Joul / 1Kl.

Elektrostatik maydonning potensiali skalyar kattalikdir. Fazoning barcha nuqtalarida yoki fazoning ma’lum sohasida qandaydir skalyar kattalikning qiymati aniqlangan bo‘lsa u vaqtda skalyar maydon haqida gapiriladi. Demak, elektrostatikada biz skalyar maydon potensiali haqida gapiramiz. Dastlab nuqtaviy zaryad uchun potensial formulasini chiqaramiz. Zaryad q dan r masofada joylashgan sinov zaryadining potensial energiyasini topamiz, buning uchun (1) va (2) formulalarni quyidagicha qo'yamiz:

$$W_{nat}(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_0 q}{r} \qquad (3).$$

Bu ifodani q_0 ga bo'lsak nuqtaviy zaryad $q$ning r masofadagi maydon potensialini topamiz:

$$\varphi = \frac{W_{nat}(r)}{q_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r} \qquad (4).$$

Potensial uchun ham kuchlanganlik singari superpozitsiya prinsipi bajariladi, zaryadlar sistemasining qandaydir nuqtasidagi maydon potensiali har bir zaryadning shu nuqtadagi alohida potensiallari yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \sum_i \varphi_i \,(5)\,.$$

Haqiqatdan ham, potensial ta'sirida kuchlanganlik uchun superpozitsiya prinsipini qo'llab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\varphi(B) = \int_0^\infty E_l\,dl = \int_0^\infty \left(\sum_i E_l^{(i)}\right) dl = \sum_i \left(\int_B^\infty E_l^{(i)} dl\right) = \sum \varphi_i(B)$$

φ_i -o'rniga (5) dagi ifodasini qo'ysak, sistemaning alohida nuqtaviy zaryadidan hosil qilgan potensiali ifodasini olamiz:

$$\varphi = \sum_i \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_i}{r_i}\,, \qquad (6)$$

bu yerda r_i - sistemaning q_i - nuqtaviy zaryadida potensial topilayotgan nuqtagacha bo'lgan masofa, yig'indi sistemada barcha nuqtaviy zaryadlar bo'yicha olinadi. (5) formula ixtiyoriy zaryadlangan jismlarning fazoning ixtiyoriy nuqtasida maydon potensialini hisoblash imkonini beradi.

10-§. Potensiallar ayirmasi.

Potensialni bilgan holda maydon kuchlarining sinov zaryadini fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ko‘chirganda bajargan ishni oson topish mumkin. O‘z navbatida q_0 zaryadni B nuqtadan C nuqtaga ko‘chirganda bajarilgan ishni hisoblash uchun potensial sanoq nuqtasi (∞) dan o‘tadigan yo‘lni aniqlashimiz kerak. U vaqtda ish ikkiga : $A_{BC} = A_{B\infty} + A_{C\infty}$ ajraladi. $A_{\infty C}$ ni $-A_{B\infty}$ ga almashtirib quyidagiga ega bo‘lamiz: $A_{BC} = A_{B\infty} - A_{C\infty}$. O‘ngda turgan ishlar aniqlanishi bo‘yicha q_0 zaryadning potensial energiyalarining tegishli nuqtalar (B va C) qiymatidir.

$$A_{BC} = W_{nat}(B) - W_{nat}(C).$$

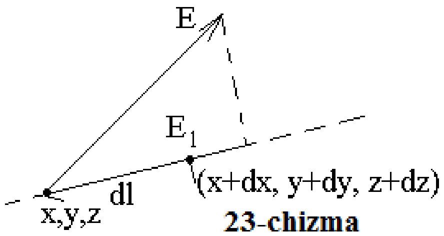
Potensial energiyani potensial orqali ifodalasak, oxirida quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$A_{BC} = q_0[\varphi(B) - \varphi(C)]. \qquad (1)$$

Shunday qilib, axtarilgan ish yo‘lning boshlang‘ich va oxirgi holatlarining potensiallar ayirmasi orqali aniqlanar ekan. Bu formuladan potensiallar ayirmasining fizik ma’nosi kelib chiqadi: u son jihatdan elektrostatik kuchlarning musbat zaryad birlikni bir nuqtadan boshqa nuqtaga ko‘chirganda bajarilgan ishga tengdir.

Kuchlanganlik bilan potensial orasidagi bog‘lanish potensialning aniqlanishidan kelib chiqadi. Lekin bu yerdagi bog‘lanish lokal emasdir, chunki bu yerda potensialning qandaydir nuqtadagi qiymati butun chiziqdagi kuchlanganlikning qiymati orqali aniqlanadi. Hozir biz kuchlanganlik potensialini koordinata bo‘yicha hosilasining har bir nuqta uchun bog‘lanishini qarab chiqamiz.

$\vec{E}$ va $\varphi(x, y, z)$ koordinatalari x, y, z bo‘lgan kuchlanganlik va potensialning qiymatlari bo‘lsin. Ma’lum yo‘nalish bo‘yicha $x + dx, y + dy, z + dz$ cheksiz koordinatalarga, ya’ni dastlabki nuqtadan *dl* masofada joylashgan yo‘nalishga siljiydi (23-chizma).



23-chizma

Sinov zaryadini bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko‘chirishda bajarilgan kichik ish:

$$dA = q_0[\varphi(x, y, z) - \varphi(x + dx, y + dy, z + dz)] \quad (2).$$

Kichik ish uchun uning ifodasi va qavslarda potensialning minus ishora bilan o‘zgarishini hisobga olsak:

$$E_l dl = -d\varphi \qquad (3).$$

Bu yerda:

$$E_l = -\frac{d\varphi}{dl} \qquad (4),$$

$\frac{d\varphi}{dl}$ ifoda potensialning yo‘nalish bo‘yicha hosilasini bildiradi. U son jihatdan uzunlik potensial o‘zgarishining dl yo‘nalishdagi qiymatiga teng bo‘ladi. Demak, uning absolyut qiymati potensialning qaralayotgan yo‘nalishda o‘zgarish tezligini xarakterlaydi. Ishorasi esa shu yo‘nalishda oshish yoki kamayishni bildiradi. Potensial o‘zgarishining kuchlanganlik vektori yo‘nalishida o‘zgarish xarakteri boshqa yo‘nalishlarga nisbatan nima bilan farq qiladi? Bu savolga javob berish uchun (4) formula $\vec{E}$ vektori yo‘nalishi uchun yozamiz. Bu yo‘nalish uchun:

$$E_l = E$$

u vaqtda

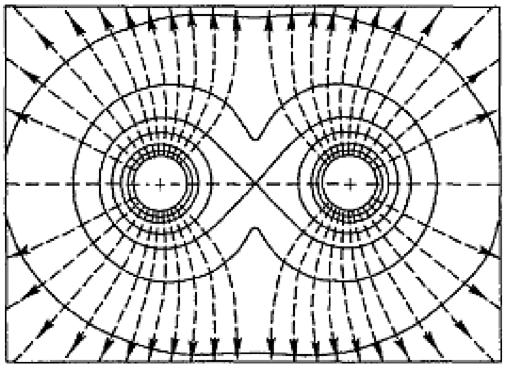
$$E = -\left(\frac{d\varphi}{dl}\right)_{\vec{E} yo`nalishda} \quad (5)$$

bundan kelib chiqadiki, $\vec{E}$ vektor yo‘nalishida potensial kamayadi: ($\vec{E} > 0$, $dl > 0$, demak, $d\varphi < 0$), shu bilan birga tezroq kamayadi. Shunday qilib, kuchlanganlik vektori potensialning eng ko‘p kamayishi tomon yo‘nalgan bo'ladi. (5) formulani x, y, z o'qlar yo'nalishi bo'yicha dekart koordinatasida yozib, kuchlanish vektorining $\vec{E}_x, \vec{E}_y, \vec{E}_z$ bo'yicha proeksiyalarini aniqlaymiz:

$$\vec{E}_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \qquad \vec{E}_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \qquad \vec{E}_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}, \qquad (6)$$

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial x}, -\frac{\partial\varphi}{\partial y} \text{ va } -\frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

$\varphi(x, y, z)$ - skalyar fazaning gradiyentlari $grad \cdot \varphi$ belgisi bilan belgilanadi.

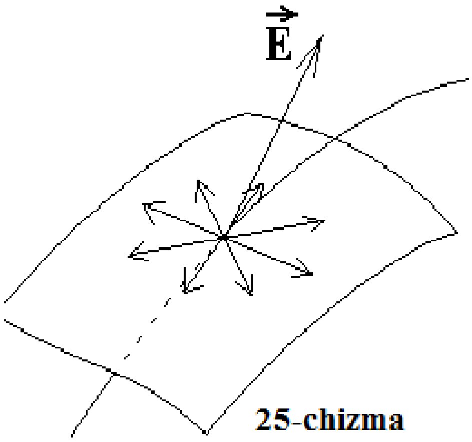


24-chizma

(6) formulaga asosan, kuchlanish vektori minus potensial gradiyenti orqali ifodalanadi.

$$\vec{E} = -grad\varphi \qquad (7).$$

(6) va (7) formulalar maydon kuchlanganligini hisoblash imkoniyatini beradi, buning uchun potensialni topish va uni koordinatalar bo'yicha differensiallash kerak. Bu superpozitsiya prinsipiga nisbatan ancha qulaydir.



25-chizma

Potensialning bir xil qiymatlarining geometrik o'rniga: teng potensiali sirt yoki ekvipotensial sirt deb aytiladi (24-chizma). Kuchlanganlik chiziqlari va ekvipotensial sirtlar bir-biriga ortoganaldir, ya'ni har qanday kuchlanganlik chiziqlari har qanday ekvipotensial sirtni to'g'ri burchak ostida kesib o'tadi. Haqiqatdan ham, ixtiyoriy kuchlanganlik chizig'ining ekvipotensial sirt bilan kesishgan nuqtasini qaraymiz (25-chizma).

Ekvipotensial sirt bo'yicha ko'chganda potensial o'zgarmaydi, u vaqtda qaralayotgan nuqtada istalgan yo'nalish uchun $d\varphi = 0$ bo'ladi (ekvipotensial sirtga urinma bo'lgan yo'nalishda). 25-chizmada bu yo'nalishlar bo'yicha maydon kuchlanganlik vektorining proyeksiyasi nolga teng bo'ladi, ya'ni kuchlanganlik vektori ekvipotensial sirtga perpendikulyar bo‘ladi. Maydon kuchli bo‘lgan joylarda ekvipotensial sirtlar yaqinroq (zichroq) joylashadi. Ekvipotensial sirtlar oilasini chizishda, har bir sirtda potensial bir birlik potensialga o‘zgarsin degan shart qabul qilingan.

11 §. Elektrostatikaning umumiy masalasi.

Zaryadlar taqsimoti noma’lum, lekin o‘tkazgichlarning potensiallari ma’lum bo‘lgan hollar ko‘p o‘chraydi. Bunday masalalarni quyidagi tarzda ta’riflash mumkin: shakli va o‘zaro joylashishi ma’lum bo‘lgan *A, B, V* va h.k. o‘tkazgichlar sistemasi berilgan va hamma o‘tkazgichlarning potensiallari $U_A, U_Б$ va h.k. lar ma’lum (masalan, cheksizlikka nisbatan yoki o‘tkazgichlardan biriga nisbatan); o‘tkazgichlar orasidagi maydonning istalgan nuqtasidagi potensial qiymatini aniqlash talab qilinadi.

Bu masala matematik jihatdan quyidagiga keltiriladi. Maydon kuchlanganligi ***E*** ning koordinatalar bo‘yicha tashkil etuvchilarini (10 § 6- formulaga muvofiq) potensial orqali quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{E}_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \qquad \vec{E}_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, \qquad \vec{E}_z = -\frac{\partial U}{\partial z}.$$

Ostrogradskiy-Gauss teoremasining differensial shaklidan foydalanib, umumiy tenglamani hosil qilamiz:

$$\frac{\partial E_X}{\partial x} + \frac{\partial E_Y}{\partial y} + \frac{\partial E_Z}{\partial z} = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho \text{ (1).}$$

Xususiy hosilali bunday differensial tenglamaga matematikada Puasson teglamasi deyiladi. Zaryadlar bo‘lmagan istalgan nuqtada, xususan vakuumda $\boldsymbol{\rho = 0}$ Puasson tenglamasi Laplas tenglamasiga o‘tadi.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (2).$$

Bu tenglama Laplas tenglamasi deyiladi. Mana shu differensial tenglamani elektrostatik maydonning vakuumda potensialini aniqlashda ko‘p qo‘llaniladi. Shuning uchun potensialni umumiy holda hisoblash koordinatalarning shunday funksiyasi $U(x, y, z)$ ni topishga keltiriladiki, bu funksiya o‘tkazgichlar orasidagi butun fazoda (2) differensial tenglamani qanoatlantiradi, o‘tkazgichlarning o‘zi esa $U_A, U_Б$ va h.k. berilgan doimiy qiymatlarni oladi.

12-§. Elektr maydonida o‘tkazgichlar.

Elektrostatik maydon zaryadlarning fazoda joylashishi bilan aniqlanadi. Agar jismlarni elektrostatik maydonda zaryadlasak yoki maydonda joylashtirsak ularda zaryad qanday taqsimlanadi degan savol tug‘iladi. Bu savolga javob: moddaning xossasiga bog‘liqligi bo‘lib hisoblanadi.

O‘zining elektr xossasi bo‘yicha barcha moddalar ikki guruhga bo‘linadi: o‘tkazgichlar va dielektriklar (yarimo‘tkazgichlar elektrostatika nuqtai nazaridan qaralganda o‘zilarini o‘tkazgich kabi tutadi). O‘tkazgichlarda elektr maydon ta’sirida tok paydo bo‘ladi, dielektriklarda esa yo‘q. Bu ular tuzilishining turli xilligi bilan tushuntiriladi. O‘tkazgichlarda hamma vaqt tok tashuvchilar mavjud bo‘ladi, ya’ni zaryadlangan zarrachalar maydon ta’sirida o‘tkazgich chegarasida harakatga kelishi mumkin. Dielektriklarda bunday erkin zaryadlar yo‘q, barcha zaryadlangan zarrachalar atom va molekula doirasida bog‘langan va maydon ta’sirida faqat mikroskopik siljiydi, xolos.

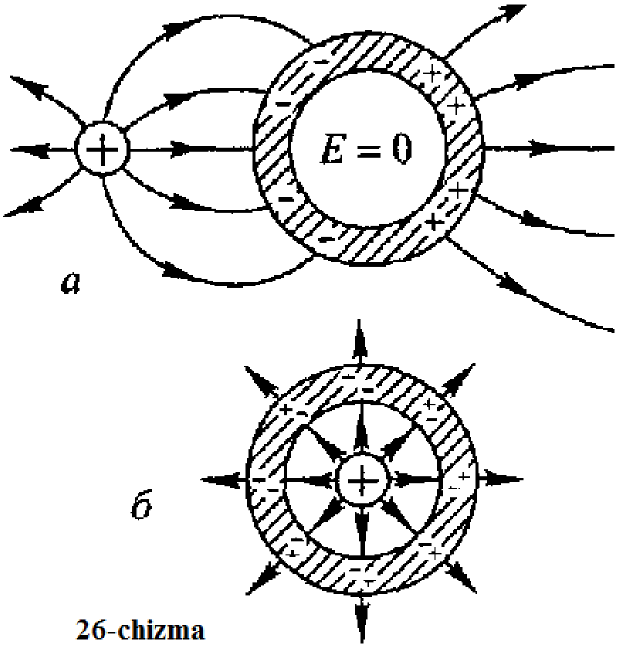
Bu mavzuda o‘tkazgichning elektrostatik maydondagi qonuniyatlari o‘rganiladi. Biz asosan metall o‘tkazgichlarni qaraymiz. Ma’lumki, metallar qattiq holatda kristall ko‘rinishga ega. Kristall panjara tugunlarida musbat ionlar bo‘lib "qolgan" elektronlar o‘tkazgich doirasida erkin harakat qilishi mumkin. Bu metallning eng sodda modeli yoki uni "erkin elektronlar modeli" deb yuritiladi.

O‘tkazgichda zaryadlar muvozanati. Tajribalar quyidagi muhim qonuniyatga olib keladi: Agar o‘tkazgichga zaryad berilsa yoki uni tashqi elektr maydoniga joylashtirilsa qisqa vaqt ichida (relaksatsiya vaqti) o‘tkazgichda zaryadlarning muvozanatli taqsimlanishi ro‘y beradi. Mana shu zaryadning muvozanatli taqsimlanishi elketrostatikada o‘rganiladi. Zaryadlarning muvozanatli taqsimlanishi uchun quyidagi shartlar bajarilishi zarur.

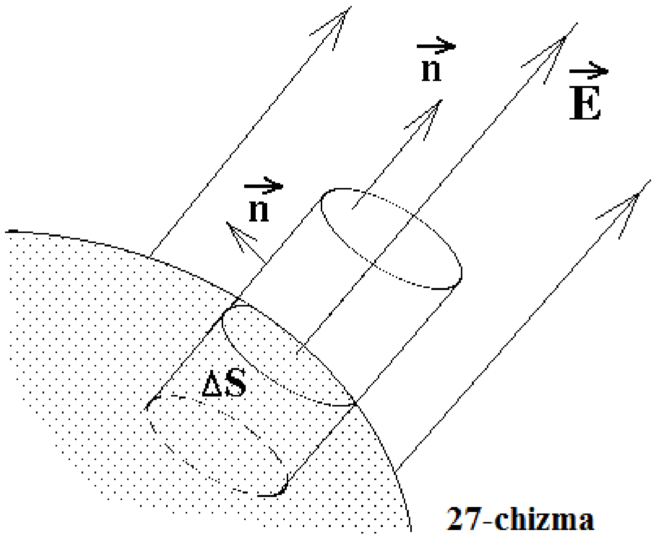
a) O‘tkazgich ichidagi barcha nuqtalarda maydon kuchlanganligi nolga teng bo‘lishi shart: $\vec{E} = 0;$ $\vec{E} = -grad\varphi$ muvofiq o‘tkazgich ichidagi potensial o‘zgarmas bo‘lishi shart $\varphi = const$. Xususan, o‘tkazgich zaryadlansa va tashqi maydon bo‘lmasa, o‘tkazgichda zaryad shunday taqsimlanadiki, uning hosil qilgan maydoni o‘tkazgichdan tashqarida nolga teng bo‘ladi. Agar neytral o‘tkazgich tashqi elektr maydoniga joylashtirilsa, unda zaryadlarning qayta taqsimlanishi ro‘y beradi (elektrostatik induksiya hodisasi), eng asosiysi, indutsirlangan zaryadlarning maydoni o‘tkazgichning ichida tashqi maydonni kompensatsiyalaydi.

b) Maydon kuchlanganligining o‘tkazgich sirti har bir nuqtasidagi yo‘nalishi shu sirtga o‘tkazilgan normalga mos bo‘lishi kerak $E = E_n$. Demak zaryadlar muvozanatda bo‘lganda o‘tkazgichning sirti ekvipotensial bo‘ladi. Aks holda, o‘tkazgichning sirti bo‘yicha kuchlanganlik vektorining tashkil etuvchisi sirt tokini hosil qilar edi. O‘tkazgich ichida maydon bo‘lmagani uchun, boshlang‘ich va oxirgi holatlarga bog‘liq bo‘lmagan holda sinov zaryadini o‘tkazgich ichida ko‘chirishda bajarilgan ishi nolga teng bo‘ladi. Bu ishning potensiallar ayirmasi bilan bog‘liq ekanligini hisobga olsak, shunday xulosaga kelishimiz mumkin, O‘tkazgichning barcha nuqtalarining potensiallari teng. O‘tkazgich ichida maydon kuchlanganligining nolga teng bo‘lishidan shunday xulosa kelib chiqadi - o‘tkazgich ichida musbat va manfiy zaryadlar kompensatsiyalangan $(\rho = 0)$, natijada kompensatsiyalanmagan zaryad o‘tkazgich sirtida taqsimlanadi. Haqiqatdan ham, $\vec{E} = 0$, u vaqtda har qanday yopiq sirt bo‘yicha o‘tgan kuchlanganlik oqimi o‘tkazgich ichida nolga tengdir. Gauss teoremasiga asosan, $(\rho = 0)$

o‘tkazgichning barcha nuqtalarida zaryad zichligi 0 bo‘lsa, istalgan sirt ichida zaryad nolga teng (26-chizma).



26-chizma



27-chizma

O‘tkazgich sirt zaryad zichligi bilan maydon kuchlanganligi o‘rtasida bog‘lanish bor:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \quad (1).$$

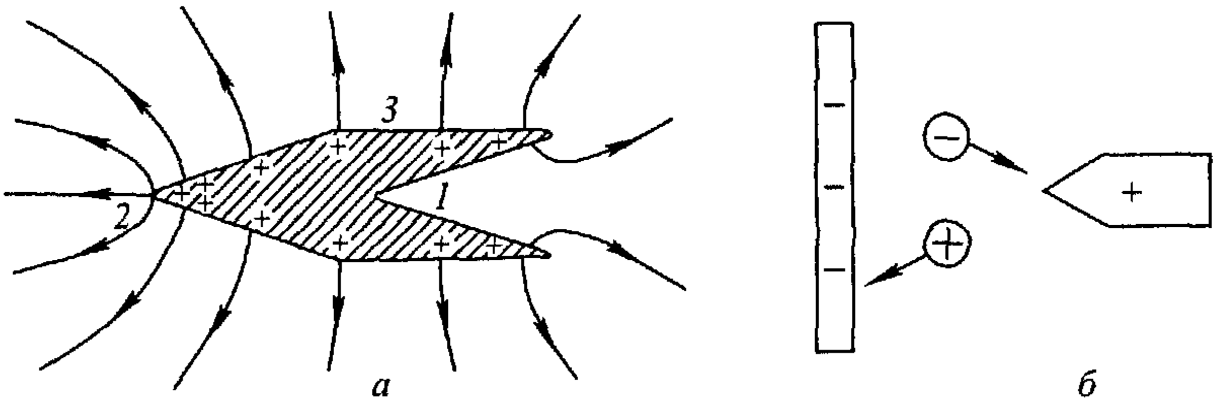
Bu formulani Gauss teoremasini qo‘llab chiqarish mumkin. O‘tkazgich sirtidan kichik sirt ΔS ni qaraymiz va undagi joylashgan zaryad Δq bo‘lsin. Bu element sirtini silindr bilan o‘raymiz, uning yasovchisi o‘tkazgich sirtiga perpendikulyar, asoslaridan biri o‘tkazgich ichida joylashadi, boshqasi o‘tkazgich tashqarisida va uning sirtiga juda yaqin bo‘ladi (27-chizma).

Silindrning "ichki" asosidan va silindr yon sirtidan o‘tgan kuchlanganlik oqimi nolga teng, chunki o‘tkazgich ichida $\vec{E} = 0$, o‘tkazgichdan tashqarida joylashgan qismida (yon sirtida) kuchlanganlik chiziqlarining o‘tkazgich sirtiga perpendikulyar bo‘lgani uchun $E_n = 0$. Demak, silindr sirti orqali o‘tgan to‘la oqim uning "tashqi" asosi orqali o‘tgan oqim bilan aniqlanadi va u $E\Delta S$ ga teng. Bu ifodani Gauss teoremasi bo’yicha ifodaga tenglashtirsak, silindr ichidagi zaryad $\sigma\Delta S$ ga teng.

$$E\Delta S = \frac{1}{\varepsilon_0}\sigma\Delta S; \quad (2)$$

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$ isbot etildi.

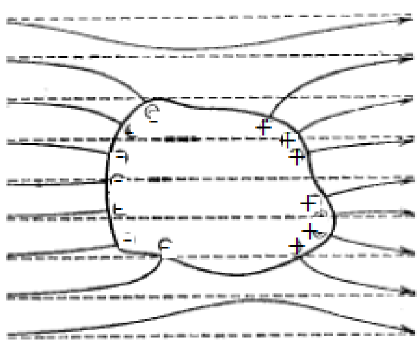
Elektrostatik maydon yopiq metall qobiq bilan o‘rab olingan sohaga kirmaydi. Bu hodisadan ekranlashda qo‘llaniladi, elektr maydon ta’siri bo‘lmasligi uchun laboratoriya devorlari metall varaq bilan qoplanadi, buni elektrostatik himoya deyiladi. Yana shuni qayd qilamizki, zaryadlarning taqsimlanishi o‘tkazgichning relefiga juda bog‘liqdir:



28-chizma

zaryadning sirt zichligi egrilik radiusi kichik bo‘lgan joydadir (uchda katta). Maksimal, botiq joylarda kichik bo‘ladi (1) ga ko‘ra, maydon ham shunday bo‘ladi: uchda u juda kuchli bo‘lib, botiqda esa - kuchsiz. Bu 28-chizmadan ko‘rinib turibdi: uch yaqinida kuchlanganlik chiziqlari tig‘is joylashgan, botiqda esa - siyrak.

Tashqi elektr maydondagi o‘tkazgich. Zaryadlanmagan o‘tkazgichni elektr maydoniga kiritilsa, undagi zaryad tashuvchilar harakatga keladi. Musbat zaryad



29-chizma

tashuvchilar ***E*** vektor yo‘nalishi bo‘yicha manfiy zaryad tashuvchilar esa qarama-qarshi yo‘nalishda harakat qiladi. Natijada o‘tkazgich uchlarida qarama-qarshi zaryadlar paydo bo‘lib, bu zaryadlar induksiyalangan zaryadlar deb aytiladi (29-chizmada tashqi maydon kuchlanganligining chiziqlari punktir bilan ko‘rsatilgan). Bu zaryadlarning maydoni tashqi maydonga qarama - qarshi yo‘nalgan. Shunday qilib, o‘tkazgich uchlarida zaryadlarning yig‘ilishi o‘tkazgichdagi maydonni susaytirishga olib keladi. Zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishi $E = 0;\ E = E_n$ shartlar bajarilmaguncha, ya’ni o‘tkazgich ichidagi maydonning kuchlanganligi nolga teng bo‘lib, o‘tkazgichdan tashqarida kuchlanganlik chiziqlari sirtga perpendikulyar bo‘lmaguncha davom etadi. Demak, elektr maydoniga kiritilgan neytral o‘tkazgich kuchlanganlik chiziqlarining bir qismini uzar ekan, chiziqlar induksiyalangan manfiy zaryadlarda tamom bo‘lib va yana musbat induksiyalangan zaryadlardan boshlanar ekan.

Induksiyalangan zaryadlar o‘tkazgichning tashqi sirti bo‘ylab taqsimlanadi. Agar o‘tkazgichning ichida bo‘shliq mavjud bo‘lsa, induksiyalangan zaryadlar taqsimoti muvozanatli bo‘lganda bo‘shliqning ichidagi maydon nolga teng bo‘ladi. Elektrostatik muhofazaning mohiyati shundan iboratdir.

13-§. O‘tkazgichlar elektr sig‘imi.

O‘tkazgichning barcha nuqtalarida potensial bir xil bo‘lgani uchun, o‘tkazgichning potensiali haqida gapiriladi. Nazariya va tajriba ko‘rsatadiki, o‘tkazgichning potensiali φ o‘tkazgichning zaryadiga to‘g‘ri proporsionaldir:

$$\varphi = \frac{1}{C} q, \qquad (1)$$

bu yerda, $1/C$ - proporsionallik koeffitsienti. Demak, zaryadning potensialga nisbati berilgan o‘tkazgich uchun doimiy kattalikka tengdir va uni o‘tkazgichning **elektr sig‘imi** deyiladi:

$$C = q/\varphi \qquad (2).$$

Sig‘im o‘tkazgichning geometrik xossasiga bog‘liqdir (o‘lchami va formasiga). (1) formulaning ikkala qismini ozgina o‘zgartirsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$C = \Delta q / \Delta \varphi \qquad (3).$$

Bu yerdan sig‘imning fizik ma’nosi kelib chiqadi: u son jihatdan o‘tkazgichning potensialini bir birlikka oshirish uchun kerak bo‘lgan zaryadga tengdir. Sig‘imning o‘lchov birligi SI sistemasida "farada". Bu har qaysi qoplamasidagi zaryad 1 C dan bo‘lganda qoplamalar orasidagi kuchlanish 1V ga teng bo‘lgan kondensatorning sig‘imi:

$$1F = 1C / 1V.$$

Kondensatorning sig‘imi uning o‘lchamlariga, shakliga va qoplamalari orasidagi muhitning xossalariga bog‘liq.

Qoplamalari vakuumda turgan istalgan kondensatorning sig‘imi C_0 bo‘lsin. Agar qoplamalar orasida havo bo‘lsa ham biz o‘sha sig‘imni olamiz. Qoplamalari orasidagi fazo bir jinsli biror izolyator bilan to‘ldirilgan o‘sha kondensatorning sig‘imi C bo‘lsin:

$$C / C_0 = \varepsilon,$$

nisbatga izolyatorning *dielektrik singdiruvchanligi* deyiladi. Dielektrik singdiruvchanlik ε shunday kattalikki, u moddaning elektr xossalarini xarakterlaydi va moddaning turiga va uning holatiga (temperaturasi, bosimi va h.k. lariga) bog‘liq.

Yakkalangan o‘tkazgich sharning sig‘imini hisoblaymiz: ma’lumki,

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{R} \quad (4),$$

bu yerda, q- sharning zaryadi, R - radiusi. Bu ifodani $C = q / \varphi$ ga qo‘ysak:

$$C = 4\pi\varepsilon_0 R \qquad (5)$$

kelib chiqadi. Sig‘imi 1 farada bo‘lgan sharning radiusi:

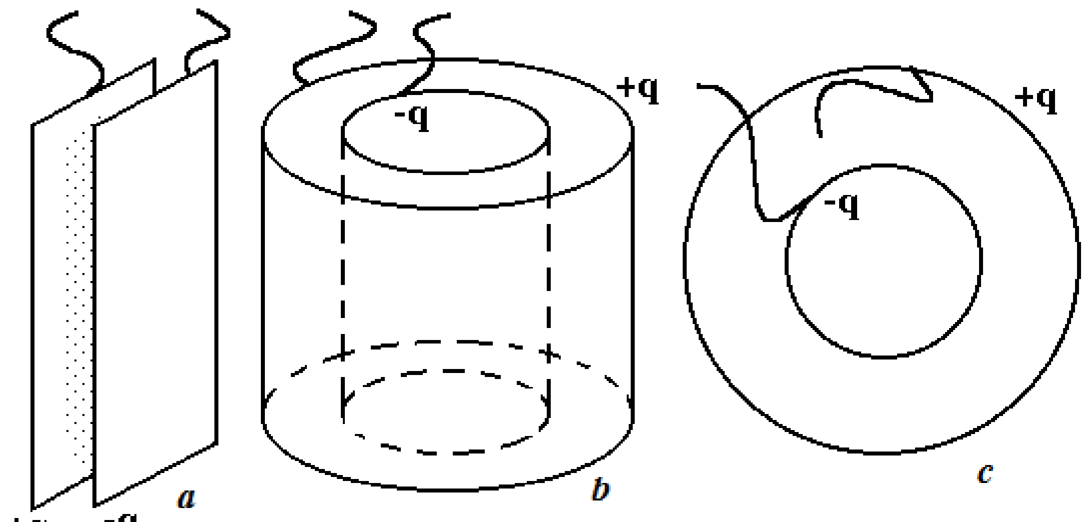
$$R = (1/4\pi\varepsilon_0) = 9\cdot 10^9\, м.$$

Bu yer radiusidan 1500 marta kattadir. Shuning uchun amaliyotda boshqa o‘lchov birliklar mikrofarada (1 mkF= 10^{-6} F), nanofarada (1 nF= 10^{-9} F) va pikofaradalar (1 pF = 10^{-12}F) ishlatiladi.

14-§. Kondensatorlar.

Orasida elektr kuchlanish mavjud bo‘lgan ikkita o‘tkazgichni qarab chiqamiz va bitta o‘tkazgichdan chiqayotgan barcha siljish chiziqlari ikkinchi o‘tkazgichda tugaydi deb faraz qilamiz. Bunday juft o‘tkazgichlarni biz oddiy kondensator yoki to‘g‘ridan-to‘g‘ri kondensator deb ataymiz.

Konsentrik sferalar ko‘rinishidagi ikki o‘tkazgichdan iborat shar kondensator (30- c chizma) oddiy kondensator bo‘ladi, chunki ichki sferadan chiqayotgan siljish chiziqlarining hammasi albatta tashqi sferada tugaydi. Agar ikkita parallel o’tkazuvchi plastinkalar orasidagi masofa ularning o‘lchamlariga qaraganda juda kichik bo‘lsa, bunday plastinkalarni (yassi kondensator) ham oddiy kondensator (30- a chizma) deb hisoblash mumkin. Agar silindrning uzunligi ular orasidagi tirqishga qaraganda juda katta bo‘lsa, bunday silindrik kondensator ham (30-b chizma) oddiy kondensator bo‘ladi. Kondensatorni hosil qiluvchi ikkita o‘tkazgich uning qoplamalari deyiladi.



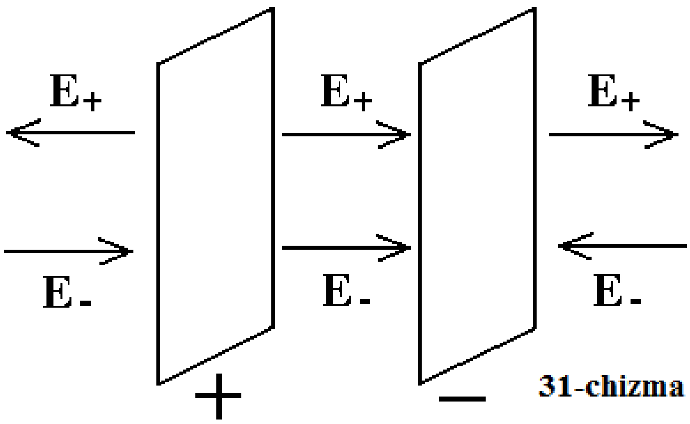
30-chizma

Siljish chiziqlari elektr zaryaddan boshlanib elektr zaryadda tugagani uchun oddiy kondensator qoplamalaridagi zaryadlar kattaligi jihatidan doim teng va ishorasi turlicha bo‘ladi.

Radiotexnikada kondensatorlardan tashkil topgan qurilmalar juda ko‘p qo‘llaniladi. Agar kondensator qoplamalariga absolyut miqdori bir xil, lekin qarama-qarshi ishorali zaryad berilsa, u vaqtda elektr maydon qoplamalar orasidagi fazoda to‘planadi.

Dastlab zaryadlangan kondensator hosil qilgan maydon kuchlanganligini qaraylik. Zaryadlangan tekislik maydon kuchlanganligining absolyut qiymati, Gauss teoremasiga asosan:

$$E = \sigma / \varepsilon_0 \qquad (6).$$



31-chizma

σ - qoplamalardagi zaryadning sirt zichligi. **E+** va **E-** lar bir xil absolyut miqdorga ega bo‘ladi, $E_+ = E_- = \sigma / 2\varepsilon_0$ va yo‘nalishi **E+** - musbatdan, va **E-** - manfiy plastinkaga tomon yo‘nalgan bo‘ladi (31-chizma). Kondensatordan tashqarida bu kuchlanganliklar qarama - qarshiligi yo‘qoladi, demak, yig‘indi maydon 0 ga teng, qoplamalar orasida **E+** va **E-** bir tomonga yo‘nalgan, natijada:

$$E = E_+ = E_- = \sigma / \varepsilon_0 .$$

Real kondensatorda maydon o‘rta qismida bir jinsli bo‘ladi, kondensator chetlarida manzara o‘zgaradi (32-chizma), chegaraviy effektlar paydo bo‘ladi. Qoplamalar o‘rtasidagi potensiallar ayirmasi yoki kuchlanish:

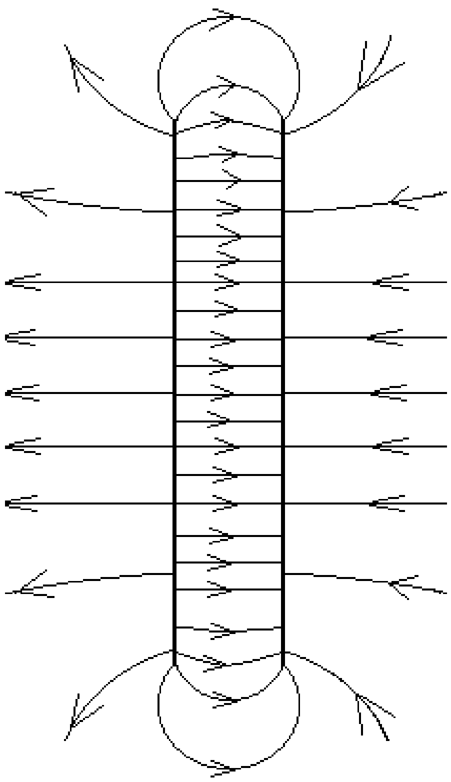
$$U = Ed = \sigma d / 2\varepsilon_0 , \qquad (7)$$

bu yerda d- plastinkalar orasidagi masofa. Kondensatorlar sig‘imi deb, qoplamalardan biridagi zaryad kattaligining qoplamalar orasidagi kuchlanishga nisbatiga aytiladi:

$$C = \frac{Q}{U} \qquad (8).$$

(7) va (8) ni va $q = \sigma S$ ekanini hisobga olsak:

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d} \quad (9).$$


32-chizma

Agar qoplamalar orasiga dielektrik joylashtirilgan bo‘lsa, kondensator sig‘imi:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \qquad (10).$$

Shunday qilib, yassi kondensator sig‘imini oshirish uchun plastinka yuzini oshirish, ular o‘rtasidagi masofani kamaytirish yoki plastinkalar orasidagi fazoni dielektrik bilan to‘ldirish kerak.

Sferik kondensator. Agar kondensator qoplamalarida q zaryad bo‘lsa, unda qoplamalar orasidagi vakuumdagi oraliqda kuchlanish:

$$U = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right)$$

bo‘ladi, bunda a va b - ichki va tashqi qoplamalarning radiuslari. Shuning uchun vakuumli sferik kondensator sig‘imi:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\varepsilon_0}{1/a - 1/b} = \frac{4\pi\varepsilon_0 a \cdot b}{b - a} \qquad (12).$$

Agar tashqi radius b ichki radius a ga qaraganda juda katta bo‘lsa, unda formula soddalashib shar shaklidagi jismning sig‘imi ko‘rinishiga keladi:

$$C = 4\pi\varepsilon_0 a \,.$$

Aksincha, qoplamalar orasidagi masofa $b-a=d$ sferaning o‘rtacha radiusi-r ga qaraganda juda kichik bo‘lsa, unda (12) ni kuyidagi ko‘rinishda tasavvur qilish mumkin:

$$C=4\pi\varepsilon_0\frac{ab}{b-a}\approx 4\pi\varepsilon_0\frac{r^2}{d}=\varepsilon_0\frac{S}{d},$$

bunda $S=4\pi r^2$-qoplama sirtining yuzi. Oraliq masofa juda kichik bo‘lganda sferik va yassi kondensatorlar sig‘imi ifodalari o‘zaro mos kelishini ko‘ramiz.

Silindrik kondensator. Kondensator radiuslari a (ichki) va b (tashqi) bo‘lgan ikkita koaksial silindrlardan iborat bo‘lsin. Silindrlarning uzunligi ular orasidagi masofaga nisbatan juda katta deb hisoblaymiz. Qoplamar orasidagi kuchlanish:

$$U=\frac{q_1}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{b}{a}$$

bo‘ladi, bunda q_1 silindrlarning uzunlik birligidagi zaryad. Shuning uchun silindrik kondensatorning vakuumda uzunlik birligiga to‘g‘ri keladigan sig‘imi quyidagiga teng:

$$C_1=\frac{q_1}{U}=\frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(b/a)}. \qquad (13)$$

Bu formula, xususan, izolyator qatlami va metall zirh bilan qoplangan metall simlan iborat kabelning sig‘imini ifodalaydi: (13) ifodani izolyator moddasining dielektrik singdiruvchanligi ε ga ko‘paytirish lozim.

Agar silindrlar orasidagi $b-a=d$ masofa ularning radiusiga nisbatan juda kichik bo‘lsa, unda (13) soddalashadi. Bu holda $\ln(b/a)$ ni qatorga yoyib, faqat birinchi tartibli had bilan chegaralanish mumkin:

$$\ln(b/a)=\ln(1+d/a)\approx d/a.$$

Shuning uchun:

$$C_1 = \frac{2\pi\varepsilon_0}{d/a} = \frac{\varepsilon_0 S}{d},$$

bunda S orqali kondensator qoplamalarining uzunlik birligiga to‘g‘ri kelgan yuzi belgilangan: $S = 2\pi a$. Bu holda ham sig‘im yassi kondensator uchun yozilgan formulaning o‘zi bilan ifodalanadi.

Bu natija umumiy bo‘lib kondensator qoplamalari orasidagi masofa qoplamalarning egrilik radiusiga qaraganda juda kichik bo‘lgan holdagina qoplamalari istalgan shakldagi kondensatorlar uchun ham o‘rinli. Bu istalgan bir jinsli bo‘lmagan maydonni kichik masofalarda bir jinsli maydon deb qarash mumkin, degan fikrning natijasidir.

ε_0 **ning o‘lchov birligi.** SI birliklar sistemasida elektr sig‘imi tushunchasi elektr doimiysi ε_0 (absolyut dielektrik singdiruvchanlik) ning o‘lchov birligini aniqlashda foydalaniladi. Masalan, yassi kondensator sig‘imi topish formulasidan foydalanib:

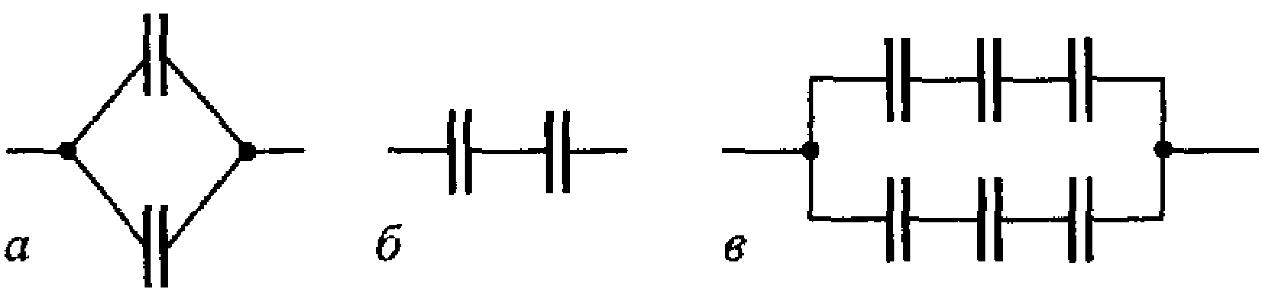
$$\varepsilon_0 = Cd/S$$

ga ega bo‘lamiz. Bunga C, d va S larning o‘lchov birliklarini qo‘yib, quyidagini topamiz:

$$1\varepsilon_0 birlik = (F \cdot m)/m^2 = 1F/m.$$

Bu metrga farada deb ataladi.

Kondensatorlar bir-biri bilan ulanadi va kondensatorlar batareyasi hosil qilinadi. Kondensatorlar parallel ulanganda batareyaning sig‘imi alohida



33-chizma

kondensatorlar sig‘imlarinig yig‘indisiga teng bo‘lsa, ketma - ket ulanganda batareya sig‘imining teskari qiymati alohida kondensatorlar sig‘imlarining teskari qiymatlari yig‘indisiga teng bo‘ladi (33-chizma).

$$C_{parallel} = \sum C_i \qquad 1/C_{ketma-ket} = \sum 1/C_i \quad (14).$$

15-§. Zaryadlar sistemasining energiyasi.

Zaryadlangan jismlarning o‘zaro ta’sir kuchlari konservativ kuchlardir (ularning bajargan ishi yo‘lga bog‘liq emas). Demak, zaryadlangan jismlar sistemasi potensial energiyaga ega. Nuqtaviy zaryadlar sistemasining potensial energiyasi uchun ifodani topamiz. Bir-birlaridan r_{12} masofada joylashgan q_1 va q_2 zaryadlar berilgan bo‘lsin. Agar zaryadlar bir-biridan cheksiz uzoqlashtirilgan bo‘lsa, ular o‘zaro ta’sir qilmaydi. Bu holda ularning energiyasini nolga teng deb qabul qilamiz. Zaryadlarni kelishilgan r_{12} masofagacha yaqinlashtiramiz. Bunda biz elektr kuchlariga qarshi ish bajaramiz, bu ish sistemaning potensial energiyasini oshirishga sarflanadi. Zaryadlarni q_1 ni q_2 ga yoki q_2 ni q_1 ga yaqinlashtirish mumkin. Ikkala holda ham bir xil ish bajariladi. Cheksizlikdan q_1 zaryadni q_2 dan r_{12} masofada bo‘lgan nuqtaga ko‘chirishda bajarilgan ish quyidagiga teng:

$$A_1 = q_1\varphi_1 = q_1 \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_2}{r_{12}} \qquad (1).$$

Bu yerda $\varphi_1 - q_2$ zaryad q_1 zaryad joylashgan nuqtada paydo qilgan potensialdir. Xuddi shunday q_2 zaryadni cheksizlikdan q_1 dan r_{12} masofadagi nuqtaga ko‘chirishda bajarilgan ish quyidagiga teng:

$$A_2 = q_2\varphi_2 = q_2 \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1}{r_{12}} \qquad (2)$$

Bu yerda $\varphi_2 - q_1$ zaryad q_2 zaryad joylashgan nuqtada paydo qilgan potensialdir. Yuqoridagi ishlarning qiymatlari bir xil va ikkalasi ham sistemaning energiyasini ko‘rsatadi:

$$W = q_1\varphi_1 = q_2\varphi_2 .$$

Sistemaning energiyasi ifodasiga ikkala zaryad ham simmetrik ravishda kirishi uchun uni quyidagicha yozamiz:

$$W = \frac{1}{2}(q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2) \quad (3).$$

Bu formula ikki zaryadli sistemaning energiyasini ifodalaydi. Cheksizlikdan yana bir q_3 zaryadni q_1 zaryaddan r_{13} va q_2 dan r_{23} masofalardagi nuqtalarga ko‘chiramiz. Bunda zaryadlar sistemasining energiyasi:

$$W = \frac{1}{2}(q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2 + q_3\varphi_3).$$

Zaryadlar sistemasiga ketma-ket q_4, q_5 va boshqalarni qo‘shsak, zaryadlar N ta bo‘lganda sistemaning potensial energiyasi:

$$W = \frac{1}{2}\sum q_i\varphi_i . \quad (4)$$

Bo‘ladi, bu yerda $\varphi_i - i$ zaryaddan tashqari qolgan zaryadlar q_i zaryad joylashgan nuqtada paydo qilgan potensialdir.

Zaryadlangan o‘tkazgichning energiyasi:

$$W = \frac{1}{2}q\varphi \quad (5).$$

Zaryadlanmagan o‘tkazgichning energiyasi nolga teng deb hisoblanadi. Zaryadlangan kondensatorlar ham energiyaga ega bo‘ladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun, kondensatorga razryadlanish imkoniyatini beramiz, buning uchun plastinkani o‘tkazgich bilan qo‘shamiz: razryad vaqtida o‘tkazgich bo‘yicha elektr toki o‘tadi, elektr maydoni zaryadni ko‘chiradi, ish bajariladi va unga teng miqdorda atrofga issiqlik ajralib chiqadi. Bu ishni hisoblaymiz.

Razryad vaqtida plastinkadagi kuchlanish U ga teng bo‘lsa, mos ravishda plastinkadagi zaryad $q = CU$ ga teng. Qisqa vaqt ichida bitta plastinkadan ikkinchi plastinkaga $\Delta q = C\Delta U$ zaryad oqib o‘tadi. Elektrostatik kuchlarning zaryadni ko‘chirishda bajargan ishi:

$$\Delta A = U\Delta q = -UC\Delta U$$

ga teng (musbat ish kuchlanish kamayganda bajariladi shuning uchun minus quyildi, ya’ni $\Delta A > 0$, bu esa $\Delta U > 0$ ga mos keladi). Kondensator zaryadsizlanganda bajarilgan to‘la ish, U kuchlanish U - dan 0 ga kamayganda:

$$\mathrm{A} = \int_U^0 \left(-CUdU\right) = -C\int_U^0 UdU = \frac{CU^2}{2}. \quad (6)$$

$U = q/C$ ekanini hisobga olsak, ishni $A = q^2/2C$ ko‘rinishda yozish mumkin. Nihoyat, C va U larning o‘rniga qiymatlarini qo‘ysak:

$$A = \frac{CU^2}{2} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}\frac{E^2 d^2}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}V. \quad (7)$$

bu yerda V - kondensator hajmi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko‘ra, kondensator zaryadsizlanganda bajarilgan ish zaryadlangan kondensator ega bo‘lgan enegiyani ifodalaydi. Shunday qilib, zaryadlangan kondensator energiyasi W uchun quyidagi formula orqali yoziladi:

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}V \quad (8).$$

Elektromagnetizmning umumiy nazariyasidan kelib chiqib, elektr maydon energiyaga ega bo‘ladi. Xususiy holda, zaryadlangan kondensatorning energiyasi uning elektr maydon energiyasidir. Fazoda energiyaning taqsimlanishini aniqlash uchun - maydon energiya zichligi tushunchasi kiritiladi va u quyidagicha aniqlanadi:

$$w = \Delta W / \Delta V \qquad (9)$$

bu yerda ΔV - qaralayotgan nuqta atrofidagi kichik hajm, ΔW - ish hajmida berilgan elektr maydon energiyasi. Kondensatorning elektr maydoni chegaraviy effektlarni hisobga olmaganda qoplamalar orasidagi fazoda to‘planadi va bir jinslidir, shuning uchun maydonning energiya zichligi qoplamalar orasidagi barcha nuqtalarda bir xil va maydon to‘la energiyasining fazo hajmi V ga nisbatiga teng bo‘ladi:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}.$$

Elektromagnetizmning umumiy nazariyasida ko‘rsatilganidek, energiya zichligi:

$$w = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} \qquad (10)$$

barcha elektr maydonlari uchun o‘rinlidir.

III bob. DIELEKTRIKLAR

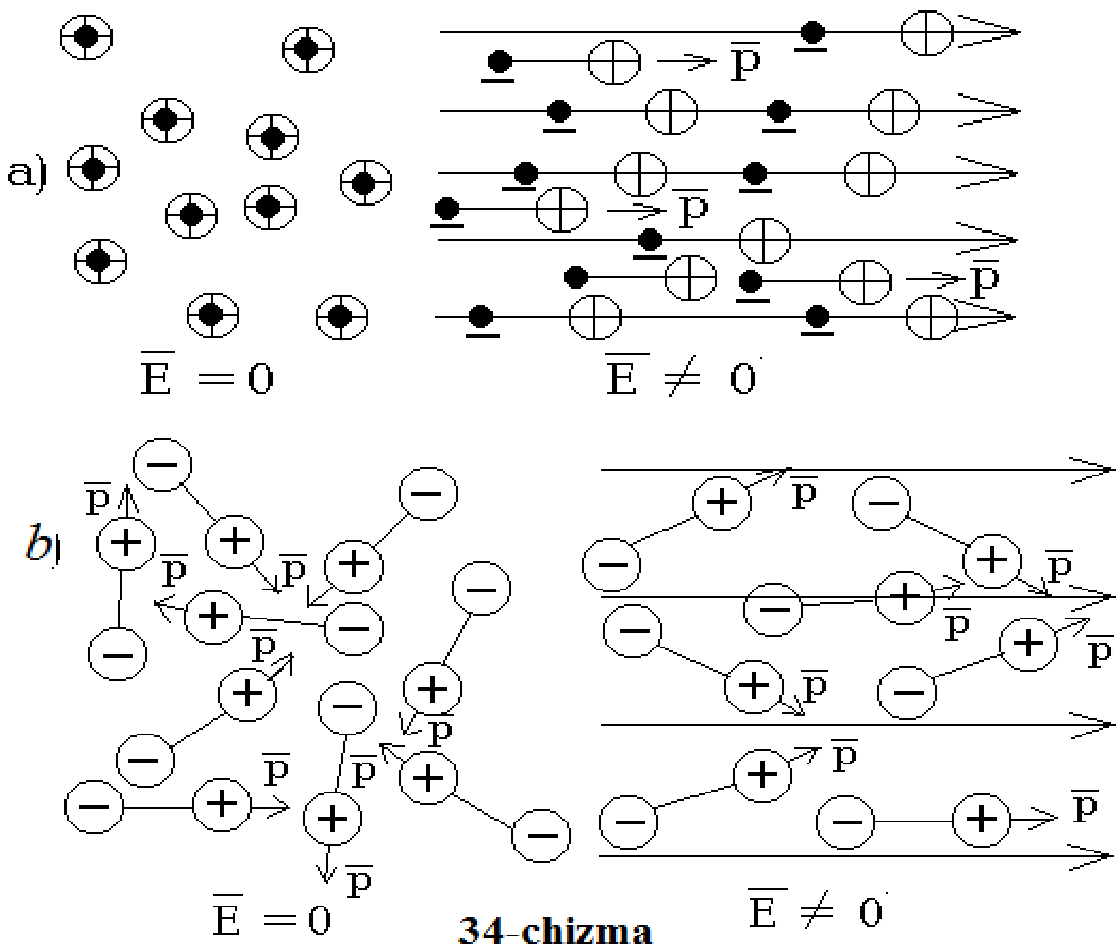
16-§. Elektr maydonida dielektriklar.

Dielektriklarning qutblanishi, qutblanish vektori. Dielektrik deb o‘zidan elektr toki o‘tkazmaydigan moddalarga aytiladi. Ideal dielektriklar tabiatda mavjud emas. Har qanday dielektrik suyuq va gazsimon ko‘rinishda neytral molekulalardan tashkil topgan bo‘lib o‘zidan juda kichik miqdorda bo‘lgan toklarni o‘tkazadi (o‘tkazgichlarga qaraganda 10^{15}-10^{16} kam tok o‘tkazadi). Dielektrikni maydonga kiritilganda unda va maydonda sezilarli o‘zgarishlar ro‘y beradi. Buni tushunish uchun atomlar va molekulalarning musbat zaryalangan yadro, manfiy zaryadlangan elektronlardan iborat ekanligini e’tiborga olish zarur. Har qanday molekulaning yig‘indi zaryadi nolga teng. Elektr zaryadi molekula doirasida juda murakkab taqsimlangan bo‘ladi, lekin makroskopik nazariyada uning taqsimotini uncha aniq o‘rganishga xojat yo‘q: molekula elektr xolatini, ya’ni uning hosil qilgan maydonini uning tashqi maydonga reaksiyasiga qarab, musbat zaryadi "musbat zaryad markazida", manfiy zaryadi - "manfiy zaryad markazida" to‘plangan deb qaraladi. Boshqacha so‘z bilan aytganda, molekulani elektr maydoni $p = ql$ dipolga o‘xshash deb qarash mumkin, bu yerda q- molekulaning musbat va manfiy zaryadining absolyut miqdori, l - "manfiy zaryad markazi" dan "musbat zaryad markazi" gacha o‘tkazilgan vektordir.

Shunday molekulalar ham bo‘ladiki, musbat va manfiy zaryadl markazari mos keladi, bir-birining ustiga tushadi. Bu simmetriya markaziga ega bo‘lgan molekulalar, masalan, ikkita bir xil atomdan tashkil topgan molekulalar unga misol (H_2, O_2 ....) bo‘ladi. Bunday molekulalar xususiy dipol momentiga ega bo‘lmaydi ($p = 0$, chunki $l = 0$) va shuning uchun ularni qutblanmagan deb ataladi Agar molekulada musbat va manfiy zaryad markazlari mos kelmasa, noldan farq qiluvchi dipol momentiga ega bo‘ladi va ularni qutblangan molekulalar deyiladi.

Ko‘pgina kattiq dielektriklarda kristall panjara tugunlarida ionlar joylashgan bo‘ladi. Ba’zi hollarda (masalan: bitta element atomidan hosil bo‘lgan kristallarda) barcha ionlar musbat ionga ega bo‘ladi, ular o‘rtasidagi bog‘lanish valent elektronlar orqali (kovalent bog‘lanish) amalga oshiriladi. Boshqa hollarda, kristall kimyoviy birikmalardan iborat bo‘lsa, (masalan, osh tuzi kristalli) ionlar turli xil ishoraga ega bo‘ladi va panjarada o‘zaro tortishish kuchlari orqali ushlab turiladi (ionli bog‘lanish). Bunday kristallning kristall panjarasini ikkita panjarachadan - biri musbat iondan, ikkinchisi - manfiy iondan hosil bo‘lgan deb hisoblash mumkin.

Dielektrikni tashqi elektr maydoniga joylashtirsak qanday jarayonlar bo‘lishini qarab chiqaylik. Elektr maydonida musbat zaryadga maydon yo‘nalishi buyicha yo‘nalgan kuch ta’sir qiladi, manfiy zaryadga - qarama-qarshi yo‘nalishdagi kuch ta’sir qiladi. Natijada qutblanmagan molekulalarda musbat va manfiy zaryad markazlari (maydon bo‘lmaganda mos kelgan) bir-biriga nisbatan siljiydilar - molekulalar indutsirlangan dipol momentga ega bo‘ladi (34-a chizma).



34-chizma

Qutblangan molekulalarga maydon eng avvalo yo‘naltiruvchi ta’sir ko‘rsatadi: molekulaning dipol moment vektorlari tashqi maydon bo‘lmaganda xaotik harakatda bo‘ladi, maydon ta’sirida esa ular maydon yo‘nalishi bo‘yicha orientirlanadi (34-b chizma).

Kristallarda ham maydon ta’sirida zaryadlarning siljishi ro‘y beradi. Kovalent bog‘lanishli kristallarda birinchi navbatda elektronlar siljiydi: ionli kristallarda panjarachalar bir-biriga nisbatan siljiydi. Biz ko‘rdikki, dielektrik muhit uning tuzilishiga qarab tashqi elektr maydon ta’siriga turlicha uchraydi. Lekin barcha dielektriklar uchun xarakterli bo‘lgan tomon shundaki, dielektrik hajmining eng kichik elementi noldan farq qiladigan yig‘indi dipol momentga ega bo‘ladi - *dielektrik qutblanadi.* Yuqorida aytib o‘tilgan qutblanish mexanizmida quyidagi nomga ega bo‘ladi. *Qutblanmagan molekulalardan tashkil topgan dielektrik qutblanishini elektron siljish qutblanishi deyiladi.* Bu termin kovalent bog‘lanishli kristall dielektriklar uchun ham ishlatiladi. Qutblangan molekulalardan hosil bo‘lgan dielektrikning qutblanishiga orientatsiyali qutblanish deyiladi. Nihoyat, ionli bog‘lanishli kristallarda ro‘y bergan qutblanishga ionli siljish deyiladi.

Dielektrikning qutblanish darajasini miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun fizik kattalik qutblanish vektori kiritiladi. Qutblanish vektori modda hajm birligidagi dipol momentlari yig‘indisidir. Demak, agar kichik hajm ΔV da (qandaydir nuqta atrofida) molekulaning yig‘indi dipol momenti $\sum_i \vec{p}_i$ ga teng bo‘ladi (yig‘indi ΔV hajmdagi barcha molekulalar bo‘yicha olindi), bu vaqtda ta’rif bo‘yicha qaralayotgan nuqtadagi qutblanish vektori $\vec{P}$ quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\vec{\mathbf{P}} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{\Delta V} . \qquad (1)$$

Maydonning xarakteriga va dielektrikning xossasiga qarab qutblash dielektrikning turli nuqtalarida turlicha bo‘lishi mumkin, boshqacha qilib aytganda, qutblanish vektori koordinataning funksiyasidir.

17-§. Dielektrik singdiruvchanlik va qabul qiluvchanlik.

Izotrop dielektriklar uchun (biz shunday dielektriklar bilan chegaralanamiz), uncha kuchli bo‘lmagan maydonda qutblanish vektori elektr maydon kuchlanganligiga proporsionaldir:

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E} , \qquad (1)$$

χ- koeffitsient moddaning xossasiga va dielektrikning holatiga bog‘liq bo‘ladi va unga moddaning dielektrik qabul qiluvchanligi deyiladi. Dielektrik qabul qiluvchanlik turli xil modda uchun turlicha bo‘lib o‘lchamsiz kattalikdir. Masalan, qutblangan molekuladan tashkil topgan dielektriklar uchun nazariya ko‘rsatadiki, χ- temperatura (T) ga teskari proporsional:

$$\chi \sim 1/T .$$

Qutblanmagan molekuladan tuzilgan dielektriklar uchun χ temperaturaga umuman bog‘liq bo‘lmaydi. Dielektrik qabul qiluvchanlik bilan nisbiy dielektrik singdiruvchanlik orasida quyidagicha bog‘lanish mavjud:

$$\varepsilon = 1 + \chi. \quad (2)$$

Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi. Dielektriklarda elektr maydon kuchlanganligini aniqlashda sinov zaryadining o‘lchamlari dielektrik molekulalari orasidagi masofaga qaraganda juda kichik deb faraz qilamiz, unda dielektrik ichidagi elektr maydon turlicha bo‘lib, molekulalarning zaryadlangan uchlari – dipollarda, ayniqsa, katta qiymatlarga erishadi. Maydonning bu o‘zgarishlari mikroskopik masshtablardagina ro‘y beradi, shuning uchun uni bevosita kuzatish qiyin. Shu tarzda aniqlangan maydon mikroskopik maydon (E_m) deb yuritiladi. Barcha real tajribalarda bizni mikroskopik maydonning hajm bo‘yicha o‘rtachagangan qiymati, ya’ni makroskorik maydon qiziqtiradi. Elektr maydon kuchlanganligining bu o‘rtacha qiymatini dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi deb ataladi:

$$\vec{E} = \overline{E}_{м} = \frac{1}{\tau}\int_{\tau} E_{м}\, d\tau. \quad (3)$$

Bu formuladagi τ mikroskopik katta bo‘lishi, ya’ni undagi molekulalar soni ko‘p bo‘lishi lozim. Ammo u makroskopik jihatdan juda kichik bo‘lishi, ya’ni uning butun o‘lchamlari davomida maydonning makroskopik qiymati amalda o‘zgarmasligi kerak. Shu ikki shartni qanoatlantiradigan kichik hajmlarga fizikaviy cheksiz kichik hajm deyiladi. Shunga o‘xshash dielektrik ichidagi potensial deb biror fizikaviy kichik hajm bo‘yicha uning o‘rtacha qiymatiga aytiladi. Elektr maydon va potensial orasidagi bog‘lanish vakuumdagi kabidir.

Modda bo‘lgan holda elektrostatik maydondagi o‘zgarishlarni qaraymiz**.** Elektrostatikaning asosiy vazifasi ixtiyoriy zaryadlangan o‘tkazgich va neytral dielektrik tomonidan hosil qilgan maydonni topishdan iboratdir. Dielektrik qutblanganda hosil bo‘lgan qutblangan zaryadlar ham o‘zi elektr maydoni hosil qilgani uchun, fazoning har bir nuqtasida hosil bo‘lgan kuchlanganlik o‘tkazgichning erkin zaryadlari hosil qilgan maydon kuchlanganligi $E^{erk.}$ va dielektrikning qutblangan zaryadlari hosil qilgan maydon kuchlanganligi E^{q} yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

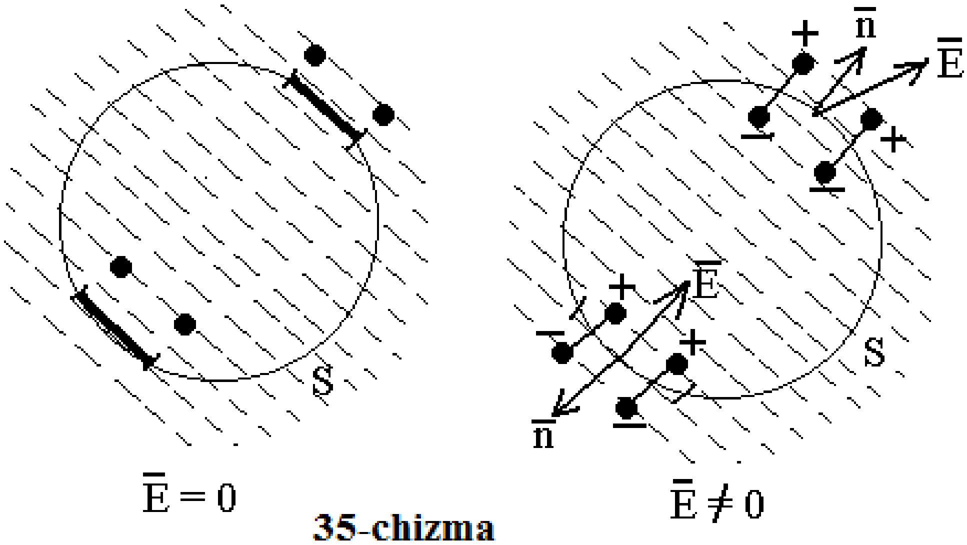
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\mathbf{erk.}} + \mathbf{E}^{\mathbf{q}}\,\mathbf{.} \qquad (4)$$

Agar dielektrikka yana zaryad berilsa, u vaqtda bu formulaga qutblanmagan zaryadlar hosil qilgan kuchlanganlik ham kiritiladi.

Superpozitsiya prinsipi masalani umumiy holda yechishga yaroqli emas. Ish shundaki, uni qo‘llash zaryadlarning fazoda tarqalishi berilgan holda qulaydir, erkin zaryadlarning o‘tkazgich sirtida taqsimlanishi va dielektrikdagi qutblangan zaryadlar izlanayotgan maydon orqali aniqlanadi va avvaldan aniq emas (bundan zaryadning taqsimlanishini simmetriya nuqtai nazaridan yoki nuqtaviy zaryadlar sistemasi mustasnodir). Shuning uchun maydonni aniqlashda elektrostatika tenglamalaridan foydalaniladi.

Qutblanish vektori bilan qutblangan zaryad orasidagi bog‘lanish. Dielektrik (qutblanmagan) ichida S sirt bilan chegaralangan sohani qaraymiz (35-chizma). Qutblanishda musbat zaryadlar kuchlanganlik vektorining yo‘nalishi bo‘yicha va manfiy zaryadlar qarama-qarshi yo‘nalishda siljiydi. Molekulaning massa markazi joyida qoladi, chunki proton massasi elektron massasiga nisbatan 2000 marta katta, shuning uchun siljishni manfiy zaryadlar bajaradi. 35-chizmadan ko‘rinadiki, kuchlanganlik sirt uchastkalarining ichiga yo‘nalgan bo‘lsa, manfiy zaryadlarning bir qismi qaralayotgan sohani tashlab ketadi, kuchlanganlik uchastkaning tashqi qismiga yo‘nalgan bo‘lsa, sohaga manfiy zaryadlar qo‘shimcha yana kiradi. Agar kirgan va chiqqan zaryadlar bir-biriga teng bo‘lmasa, u vaqtda soha qutblangan zaryadga ega bo‘ladi.

Dastlab S sirtning ΔS kichik uchastkasidan o‘tgan kichik zaryad Δq ni hisoblaymiz. 36-chizmadan ko‘rinadiki dielektrik tekisligining kesimi ΔS (uchastka qalin chiziq bilan tasvirlangan). S orqali molekula manfiy zaryadlari yuzasi ΔS va

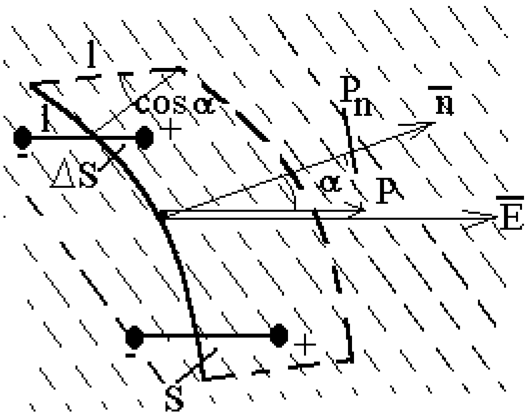


35-chizma

balandligi l cosα bo‘lgan parallelopipedda joylashadi, bu yerda l - molekuladagi elektr zaryadlarining siljishi, α- normal bilan kuchlanganlik orasidagi burchak.

Parallelopipedning hajmi $l\cos\alpha\Delta S$ ga teng, demak, unda $n_0 l\cos\alpha\Delta S$ molekula joylashadi. n_0 - molekulalar konsentratsiyasi. Bu sonni har bir molekulaning manfiy zaryadi q ga ko‘paytirib, axtarilayotgan zaryad ΔQ ning absolyut qiymatini topamiz:

$$\left|\Delta Q^q\right| = qn_0 l\cos\alpha\Delta S,$$



36-chizma

bu ifodada $ql = p$ molekula dipol momentining kattaligi,

$q\ln_0 = pn_0 = P$ qutblanish vektori kattaligi.

$$q\ln_0\cos\alpha = P\cos\alpha = P_n$$

– qutblanish vektorining sirtga S tushirilgan tashqi normalining proreksiyasi va oxirida quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\Delta Q^q = -P_n \cdot \Delta S.(5)$$

Minus ishora shuning uchun qo‘yilganki, P_n > O bo‘lgan sirt qismida soha manfiy zaryad oladi $\Delta Q < 0$, 36- chizmada bu ko‘rinadi. (5) ifodani sirtning butun qismlari bo‘yicha yig‘indisini olib, qaralayotgan sohadagi to‘la qutblangan zaryadni topamiz:

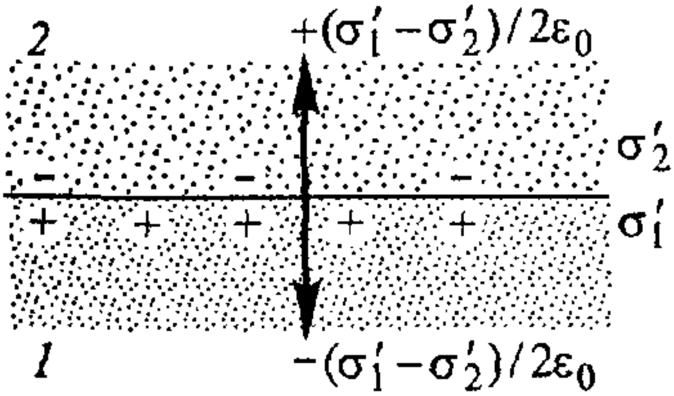
$$Q^q = -\oint_S P_n dS \quad (6)$$

demak, qutblangan zaryadlar qutblanish vektorining S sirt bo‘yicha oqimiga teng (teskari ishora bilan). 36-chizmadan ko‘rinadiki dielektrik qutblanganda elektronlarning siljishi natijasida, mikroskopik yupqa sirtga yaqin qatlamda faqat bitta ishorali zaryad qoladi.

Sirkulyatsiya haqidagi teorema modda bor yoki yo‘q bo‘lishidan qat’iy nazar o‘rinli bo‘ladi. Oqim haqidagi Gauss teoremasini aniqlashtirish mumkin, ya’ni bu yerda qutblangan zaryadlar o‘rniga dielektrik muhit xarakteristikasi ishlatiladi.

18-§. Elektr siljish vektori.

Endi ikkita bir jinsli va bir jinsli qutblangan 1 va 2 dielektriklar chegarasini qarab chiqamiz (37-chizma). Har qaysi dielektrikning ajralish chegarasi yaqinida zichliklari $\sigma_1^{'}$ va $\sigma_2^{'}$ bo‘lgan qutblovchi zaryadlar paydo bo‘lib, bu zaryadlar qarama – qarshi ishoraga ega bo‘ladi. Ajralish chegarasi sirtiy zichligi $(\sigma_1^{`} - \sigma_2^{`})$, bo‘lgan zaryad bilan zaryadlanib qoladi, shundan qo‘shimcha elektr maydon $\frac{\sigma_1^{`} - \sigma_2^{`}}{2\varepsilon_0}$ paydo bo‘ladi. Bu maydon ajralish chegarasiga perpendikulyar bo‘lib, har qaysi dielektrikda qarama-qarshi tomonga yo‘nalgan (37-chizma).



37-chizma

Har qaysi dielektrikdagi to‘liq maydon kuchlanganligini E_1 va E_2 orqali belgilaymiz va har qaysi maydonni ikki tashkil etuvchiga ajratamiz: ajralish chegarasiga urinma (E_{t1} va E_{t2}) va chegaraga normal (E_{n1} va E_{n2}). 1 dielektrikdan 2 dielektrikka yo‘nalishni normal deb hisoblaymiz. Ajralish sirtidagi zaryadlarning elektr maydoni shu sirtga perpendikulyar bo‘lgani uchun maydonni tashkil qiluvchi urinma o‘zgarmaydi va ikkala dielektrikda ularning qiymati bir xil bo‘ladi:

$$E_{t1} = E_{t2}. \qquad (1)$$

Aksincha maydonning normal tashkil etuvchilari turlicha bo‘ladi; ularning farqi quyidagiga teng:

$$E_{n2} - E_{n1} = (\sigma_1' - \sigma_2')/\varepsilon_0 = (P_{n1} - P_{n2})/\varepsilon_0, \quad (2)$$

bunda P_{n1} va P_{n2} - har qaysi dielektrikdagi qutblanish vektorining normal tashkil etuvchilari. Ammo maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi sirt birligi orqali o‘tuvchi kuch chiziqlar oqimidan iborat. Shuning uchun 1 va 2 dielektriklarda ajralish sirti birligi orqali o‘tuvchi kuch chiziqlar miqdori bir-biriga teng emas, demak, kuch chiziqlarining bir qismi ajralish chegarasida uziladi.

Agar ajralish chegarasida qutblangan zaryadlardan boshqa sirt zichligi σ bo‘lgan zaryad mavjud bo‘lsa, unda (2) munosabat quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$E_{n2} - E_{n1} = (P_{n1} - P_{n2})/\varepsilon_0 + \sigma/\varepsilon_0.$$

Biz yuqorida vakuumda elektr siljish tushunchasi $\varepsilon_0 E$ ni kiritdik. Endi bu tushunchani ixtiyoriy dielektrik uchun umumlashtiramiz va dielektrikda elektr siljishni quyidagicha aniqlaymiz:

$$D = \varepsilon_0 E + P. \qquad (3)$$

Unda yuqorida aytilganlardan:

$$D_{n2} - D_{n1} = \sigma .$$

Sirt chegarasi zaryadlangan holda elektr siljish vektorining normal tashkil etuvchisida kattaligi σ ga teng bo‘lgan sakrash yuz beradi.

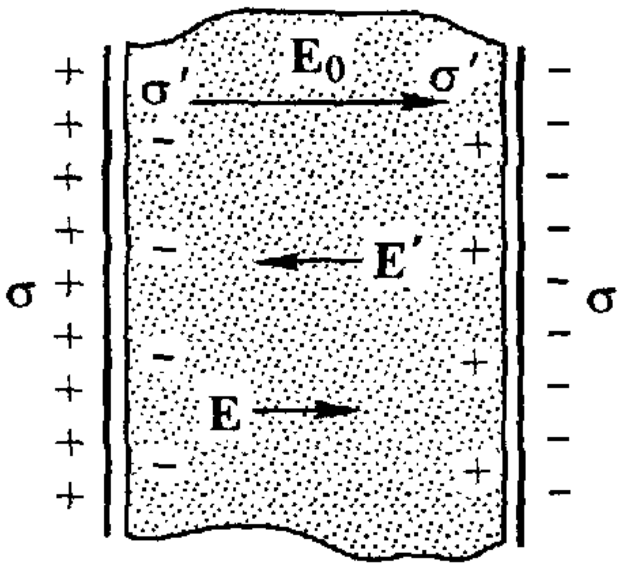
Agar *1* dielektrik o‘rnida metall bo‘lsa, unda:

$$D_{n1} = 0 \text{ va } D_n = \sigma$$

bo‘lib D_n ning 2 indeksi yozilmagan. Tok bo‘lmaganda metall sirti yaqinida dielektrikdagi elektr siljishining normal tashkil etuvchisi metallning sirtiy zaryad zichligiga teng. Vakuumda metall sirt zaryad zichligini Ostrogradskiy-Gauss teoremasida ko‘rgan edik.

$\sigma = 0$ dielektriklar uchun ajralish chegarasiga o‘tkazilgan elektr siljish vektorining normal tashkil etuvchilari uzluksiz bo‘ladi:

$$D_{n1} = D_{n2} . \qquad (4)$$



38-chizma

D_{n1} kattalik dielektrik *1* da ajralish sirti birligini kesib o‘tuvchi siljish chiziqlari soniga, D_{n2} esa dielektrik 2 da shu maydonning o‘zi uchun siljish chiziqlari soniga teng bo‘lgani tufayli (3) dan quyidagi kelib chiqadi: dielektriklarning ajralish chegarasida elektr siljish chiziqlari uzilmaydi. Shuning uchun bir jinsli bo‘lmagan dielektriklarda elektr maydonni tavsiflash uchun maydon kuchlanganligi E o‘rniga elektr siljish D dan foydalanish ancha qulaydir. Elektr siljishni kiritishning ham asosiy ma’nosi shunda.

Bir jinsli dielektrik bilan to‘ldirilgan yassi kondensatorni qarab chiqamiz (38-chizma). Dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0} = E_0 - \frac{P}{\varepsilon_0}.$$

Binobarin,

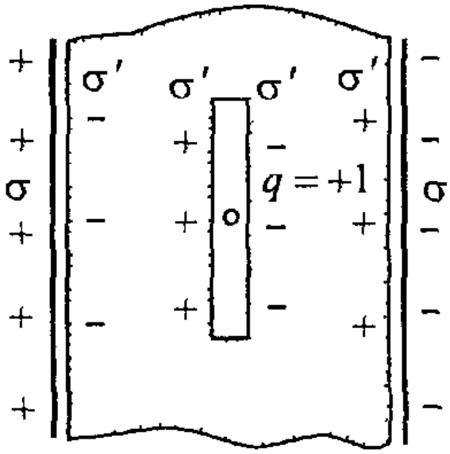
$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E_0, \qquad (5)$$

ya’ni bir jinsli dielektrik holida dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi kondensator qoplamalarining o‘zi hosil qilayotgan vakuumdagi elektr siljish bilan mos keladi. Agar q-kondensator qoplamalarining zaryadi, S – har qaysi qoplamaning yuzi bo‘lsa, unda:

$$D = \sigma = q / S, \qquad (6)$$

bo‘ladi.

Bu formuladan D ni amalda o‘lchash usuli kelib chiqadi. Dielektrik ichidagi elektr siljishni o‘lchash uchun dielektrikni chegaralab turgan qoplamalardagi zaryad kattaligini o‘lchash yetarli.



39-chizma

Elektr siljish vektori ta’rifini boshqa shaklda ham berish mumkin. Bir jinsli dielektrikda zaryadlarning siljish yo‘nalishiga perpendikulyar qilib kesilgan tor tirqishni qarab chiqamiz (39-chizma). Unda (4) formulaga ko‘ra dielektrik ichida elektr siljish qanday bo‘lsa, tirqish ichida ham xuddi shunday bo‘ladi. Shuning uchun dielektrik ichidagi elektr siljish dieliktrikda zaryadlarning siljish yo‘nalishiga perpendikulyar qilib kesilgan uzun tor bo‘shliq ichidagi elektr siljishga teng. Bu bo‘shliq $+1$ zaryadga ta’sir qiluvchi kuch D/ε_0 ga teng.

19-§. Dielektrik bo‘lgan hol uchun Gauss teoremasi.

Gauss teoremasini erkin $q^{erk.}$ va qutblangan zaryadlar $q^{qutb.}$ mavjud bo‘lgan ixtiyoriy sirt S uchun yozamiz:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\left(\sum_i q^{\text{erk.}} + \sum_i q_i^{qutb.}\right), \qquad (1)$$

O‘ngda turgan qutblangan zaryad ifodasini qutblanish vektori orqali yozamiz:

$$\oint E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\left(\sum_i q^{\text{erk.}} - \oint_S P_n dS\right).(2)$$

$\oint_S (P_n dS)$ ni o‘ng tomonga o‘tkazamiz va ikkala tomonini ε_0 ga ko‘paytiramiz, natijada quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\oint (\varepsilon_0 E_n + P_n) dS = \sum_i q_i^{\text{erk.}}.(3)$$

Agar chap tomonini yangi vektor orqali yozsak, bu ifoda yana soddalashadi:

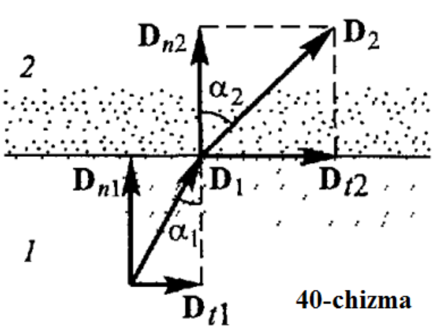
$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad , \qquad (4)$$

D vektorga elektr siljish vektori yoki elektrostatik induksiya vektori deyiladi. Endi Gauss teoremasi eng sodda ko‘rinishga keladi:

$$\oint_S D_n dS = \sum_i q_i^{\text{erk.}},(5)$$

O‘ng tomonda yopiq sirt S ichida joylashgan erkin zaryadlar qoladi, lekin chapda kuchlanganlik vektori oqimi o‘rniga S sirtdan o‘tuvchi siljish vektori oqimi turadi. Bu Gauss teoremasini umumiy integral ko‘rinishidir.

20-§. Kuch chiziqlari va siljish chiziqlarining sinishi.



40-chizma

Chegaraviy munosabatlar doim ikki muhit chegarasida bajariladi va ular elektr maydon uchun chegaraviy shartlardan iborat. Bu munosabatlardan siljish chiziqlari va kuch chiziqlarining yo‘nalishi ajralish chegarasidan o‘tishda o‘zgarishi kelib chiqadi. D_{n1} va D_{n2} dielektrik 1 da ko‘chish vektori D_1 ning ajralish sirtiga normal bo‘yicha tashkil etuvchisi va ajralish sirti bo‘yicha tashkil etuvchisi (40-chizma), D_{n1} va D_{n2} dielektrik 2 dagi tashkil etuvchilari bo‘lsin. Dielektrik 2 dagi vektor D_2 va ajralish chegarasiga o‘tkazilgan normal orasidagi burchakni α_2 orqali, dielektrik 1 dagi vektor D_1 uchun tegishli burchakni α_1 orqali belgilaymiz. 40-chizmadan,

$$tg\alpha_1 = \frac{D_{t1}}{D_{n1}}, \qquad tg\alpha_2 = \frac{D_{t2}}{D_{n2}}.$$

Lekin $D_{n1} = D_{n2}$ shuning uchun:

$$\frac{tg\alpha_2}{tg\alpha_1} = \frac{D_{t2}}{D_{t1}}.$$

Keyin $D = \varepsilon\varepsilon_0 E$ va chegaraviy shartdan quyidagi ega bo‘lamiz:

$$D_{t2} = \varepsilon_2\varepsilon_0 E_{t2}, D_{t1} = \varepsilon_1\varepsilon_0 E_{t1}, E_{t1} = E_{t2}.$$

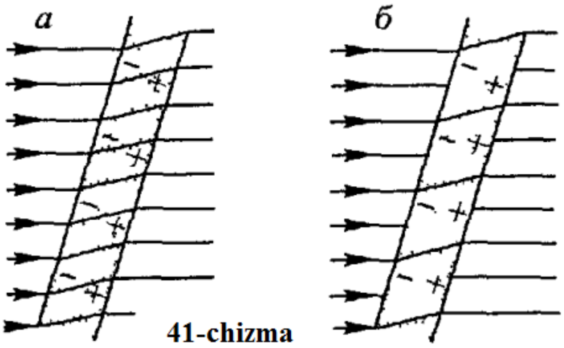
Bundan uzil-kesil quyidagini olamiz:

$$\frac{tg\alpha_2}{tg\alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}.$$

Bu formula siljish chiziqlarining sinish qonunini ifodalaydi. Bu formula ε ni katta bo‘lgan dielektrikka kirgan siljish chiziqlari normaldan uzoqlashishini ko‘rsatadi.

Izotrop dielektriklarda kuch chiziqlarining siljish qonuni qanday bo‘lsa, siljish chiziqlarining sinish qonuni ham xuddi shunday, chunki har qaysi dielektrikda $\vec{D}$ va $\vec{E}$ vektorlarning yo‘nalishi mos tushadi.

Biroq siljish chiziqlari va kuch chiziqlarining manzarasi farq qiladi. Bu farq shundan iboratki, ajralish chegarasida siljish chiziqlari uzluksiz bo‘ladi, kuch chiziqlarining bir qismi esa bu chegarada uziladi. 41 chizmada dielektrik plastinkadagi siljish chiziqlari va kuch chiziqlari misol tariqasida ko‘rsatilgan. Bunda plastinkaning uzunligi va kengligi juda katta deb faraz qilinadi. Plastinka chetlarida maydonning buzilishi plastinkaning qaralayotgan qismiga ta’sir qilmaydi. $D = \varepsilon\varepsilon_0 E$ ga ko‘ra, kuch chiziqlarining quyuqligi plastinka tashqarisidagiga qaraganda plastinka ichida kamroq. Plastinka ichida siljish chiziqlari sinishi tufayli quyuqlashadi, bu esa plastinkada D siljish ortishini ko‘rsatadi.



41-chizma

21-§. Qutbsiz dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi.

Yuqoridagi paragrafda bayon qilingan tasavvurlardan dielektrik singdiruvchanlikni hisoblash va uni dielektrikning atomar doimiysi bilai bog‘lash mumkin. Dastavval qutbsiz dielektriklarni ko‘rib chiqamiz.

Dielektrik elektr maydonda turgan bo‘lsin va dastlab molekulaga ta’sir qilayotgan ***E'*** maydon dielektrik ichidagi o‘rtacha maydon ***E*** bilan mos tushadi deb hisoblaymiz. Unda dielektrikning har bir molekulasi *r* dipol momentiga ega bo‘ladi, u $p = \beta\varepsilon_0 \mathrm{E}$ formula bilan ifodalanadi, bunda ***E'*** = ***E*.** Agar *n* - dielektrikning hajm birligidagi molekulalar soni bo‘lsa, unda hajm birligidagi elektr moment (qutblanish) quyidagiga teng:

$$\mathrm{P} = n\beta\varepsilon_0 \mathrm{E}$$

D siljish uchun esa, $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P}$ ga ko‘ra quyidagiga ega bo‘lamaz;

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}(1 + n\,\beta).$$

Ikkinchi tomondan, $\boldsymbol{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \boldsymbol{E}$ bo‘lgani uchun:

$$\varepsilon = 1 + n\beta \qquad (1)$$

bo‘ladi. Olingan bu ifoda ε dielektrik singdiruvchanlikni dielektrik ichidagi molekulalar konsentratsiyasi n va molekulalarning qutblanuvchanligi β bilan bog‘laydi.

(1) formula juda taqribiydir. Uni keltirib chiqarishda, molekulada zaryadlarni siljituvchi elektr maydon ***E'*** elektr maydonning o‘rtacha qiymati ***E*** ga teng deb hisoblangan edi. Ammo bu to‘g‘ri emas. Molekulaning qutblanishini hisoblashda bizni o‘rtacha maydon emas, balki barcha molekula turgan nuqtadagi maydon qiziqtiradi. O‘rtacha maydon ***E*** barcha zaryadlarning ta’sirini hisobga oladi, ya’ni kondensator qoplamalaridagi zaryadlar va qaralayotgan molekula bilan birgalikda barcha molekulalarning zaryadlari ta’sirini hisobga oladi. ***E'*** maydon esa qaralayotgan molekuladan tashqari barcha zaryadlarning ta’sirini ifodalaydi. Bitta molekulaning zaryadlari dielektrikning boshqa molekulalarining zaryadlariga qaraganda kam bulsa-da, bu zaryadlar qaralayotgan zaryadga bevosita yaqinda bo‘ladi va shuning uchun qaralayotgan zaryadning bo‘lmasligi oxirgi kattalikka tuzatma kiritilishini taqozo qiladi. ***E*** va ***E'*** maydonlarning farqli bo‘lishi faqat gazlar uchun ahamiyatsizdir (gazlar uchun ε birga yaqin).

Zich dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi uchun ifoda olishda molekulaga ta’sir qiluvchi ***E'*** maydon kattaligini (ichki maydon) aniqlash lozim. Umuman aytganda, bu murakkab masala, chunki ichki maydon dielektrikning strukturasiga juda ham bog‘liq.

Ichki maydonni faqat kub panjarali kristallar uchun oddiygina hisoblash mumkin. Ular uchun:

$$\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} + \frac{I}{3\varepsilon_0}\boldsymbol{P}, \qquad (2)$$

bunda ***R*** - qutblanish vektori. Bu formulani molekulalari xaotik bo‘lgan qutbsiz suyuqliklar va gazlarga ham taqriban tatbiq qilish mumkin.

(2) formuladan foydalanib, zich dielektriklarning elektron qutblanishini hisoblash mumkin. Bu holda hajm birligidagi elektr momenti quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\boldsymbol{P} = n\boldsymbol{p} = n\beta\varepsilon_0\left(\boldsymbol{E} + \frac{I}{3\varepsilon_0}\boldsymbol{P}\right).$$

Shuning uchun $\boldsymbol{D}$ siljish uchun quyidagini olamiz:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0\,\boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} = \varepsilon_0\boldsymbol{E} + n\beta\left[\varepsilon_0\boldsymbol{E} + {}^1/_3\,(\boldsymbol{D} - \varepsilon_0\boldsymbol{E})\right] =$$

$$= \varepsilon_0\,\boldsymbol{E} + {}^1/_3\;n\beta(\boldsymbol{D} + 2\varepsilon_0\boldsymbol{E}).$$

$\boldsymbol{D} = \varepsilon\varepsilon_0\boldsymbol{E}$ bo‘lgani uchun bundan:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{n\beta}{3} \quad (3)$$

kelib chiqadi (bu Klauzius — Mosotti formulasi).

(3) munosabat qutbsiz dielektriklar uchun $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}$ kattalik molekulalar konsentratsiyasiga, binobarin, mazkur dielektrikiing zichligiga to‘g‘ri proporsionalligini ko‘rsatadi. Bu natija tajribada, masalan, bosimlari keng intervalda o‘zgaradigan gazlar uchun yaxshi tasdiqlanadi. Bundan tashqari, (3) dan, molekulalarning konsentratsiyasi (zichligi) o‘zgarmaganda dielektrik singdiruvchanlik temperaturaga bog‘liq bo‘lmaydi, chunki molekulalarning qutblanuvchanligi β temperaturaga bog‘liq bo‘lmay, faqat ularning tuzilishigagina bog‘liqdir. Bu natija ham tajribada yaxshi tasdiqlanadi, qutbsiz dielektriklar o‘zgarmas hajmda qizdirilganda yoki sovitilganda ularning dielektrik singdiruvchanligi o‘zgarmaydi.

(3) formula ko‘pincha boshqacharoq ko‘rinishda yoziladi. Molekulalar konsentratsiyasi n ni moddaning molekulyar og‘irligi, μ uning zichligi d va Avogadro soni N orqali ifodalash mumkin:

$$n = Nd/\mu\,.$$

Buni (3) ga quyib:

$$\frac{1}{3} N\beta = \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{\mu}{d} = const \quad (3\ a)$$

ga ega bo‘lamiz. Chap tomondagi kattalikni mazkur moddaning *molekulyar qutblanishi deyiladi*. U faqat molekulaning qutblanuvchanligi β ga, ya’ni moddaning turiga bog‘liq bo‘lib, temperatura va bosimga bog‘liq bo‘lmaydi, binobarin, uning holati o‘zgarganda ham mazkur modda uchun u doimiyligicha qoladi. Berilgan d da ε ni tajribada o‘lchab, molekulyar qutblanishni aniqlash va (3a) formula bo‘yicha molekulalarning qutblanuvchanligini topish mumkin.

(3) va (3a) formulalar qattiq dielektriklardagi ionli qutblanish uchun ham o‘rinli ekanligini qayd qilib o‘tamiz. Bunda molekulaning qutblanuvchanligi β ning o‘rniga boshqa kattalik - ionli qutblanuvchanlik β_0 kiradi. Bu kattalik kristallda ionlar siljishining yengilligini xarakterlaydi.

22- §. Qutbli dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi.

Endi gazsimon qutbli dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi nimalarga bog‘liq va qanday bog‘liqligini qarab chiqamiz. Dastlab molekulalar deformatsiyalanmaydi deb faraz qilamiz, ya’ni elektron qutblanishni hisobga olamiz.

Bunday dielektrikning hajm birligidagi elektr momenti:

$$\boldsymbol{P} = \left(\sum_i \boldsymbol{p}_{Ei}\right)/\tau,$$

bunda $\boldsymbol{p}_{Ei}$ - biror *i*-molekula elektr momentining tashqi maydon yo‘nalishiga proeksiyasi, τ - dielektrikning hajmi. Ammo o‘rtacha qiymatining ta’rifiga ko‘ra:

$$\left(\sum_i \boldsymbol{p}_{Ei}\right)/\tau, = n\overline{\boldsymbol{P}}_E\ ,$$

bunda n- hajm birligidagi molekulalar soni, $\overline{\boldsymbol{P}}_{Ye}$ - maydon yo‘nalishiga molekulaning dipol momenti proeksiyasining o‘rtacha qiymati. Shuning uchun qutblanishni hisoblash $\overline{\boldsymbol{P}}_{Ye}$ ni aniqlashga keltiriladi.

Statistik fizika qonunlariga ko‘ra hisoblar quyidagini beradi:

$$\overline{\boldsymbol{P}}_E = \frac{p_0^2}{3kT}\ \boldsymbol{E}'. \qquad (1)$$

Bu yerda $\boldsymbol{p}_0$ - bitta molekulaning dipol momenti kattaligi (doimiysi), $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ J/\text{К}$ –Bolsman doimiysi, T - dielektrikning absolyut temperaturasi, ***E'*** - dipolga ta’sir qiluvchi maydon kuchlanganligi. (1) ni keltirib chiqarayotganda, ***E'*** maydon uncha katta emas va dipollarning joylashishida bir oz tartiblashtiradi xolos, deb faraz qilingan.

(1) formula bilan ifodalangan natija hisoblab chiqarmasdanoq sifat jihatidan shunday ham tushunarli: ***E'*** maydon qanchalik katta bo‘lsa, dipollar orientatsiyasi ham shunchalik kuchli, maydon yo‘nalishiga dipol momentining proeksiyasi ham shunchalik katta bo‘ladi; aksincha, temperatura qanchalik yuqori bo‘lsa, issiqlik harakatining dezorientatsiya ta’siri shunchalik kuchli, dipol momentining proeksiyasi ham shunchalik kichik bo‘ladi. (1) ni $\mathbf{P} = \beta\, \varepsilon \boldsymbol{E}$ ga taqqoslab, qutbsiz dielektriklarda molekulaning qutblanuvchanligi β qanday rol o‘ynasa, dipol qutblanishda $\mathrm{p}_0^2/3\varepsilon_0 kT$ ham xuddi shunday rol o‘ynaydi. Bu kattalikni Klazius Mosotti tenglamasiga quyib, quyidagini olamiz:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{1}{9\varepsilon_0}\ \frac{P_0^2\, n}{kT}\ . \qquad (2)$$

Yana bir marta qayd qilib o‘tamizki, ichki maydon kattaligini:

$$\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0}\boldsymbol{P},$$

formula bilan tasavvur qilish mumkin bo‘lgandagina Klazius-Mosotti tenglamasi singari oxirgi formula ham o‘rinli bo‘ladi. (2) formula qutbli dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi temperaturaga bog‘liq bo‘lib, dielektriklarni qizdirganda u kamayishini ko‘rsatadi.

Dielektrikda qarab chiqilgan qutblanish tiplarining hammasi mavjud bo‘lsa, unda dielektrik singdiruvchanlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{n}{3}\left[\beta+\beta_{\text{H}}+\frac{P_0^2}{3\varepsilon_0\, kT}\right], \quad (3)$$

bunda birinchi had- elektron qutblanish, ikkinchi had - ionli qutblanish, uchinchi had esa dipol qutblanishdir.

23-§. Kristallarning dielektrik xususiyatlari.

Kristallarning qutblanishi maydon kuchlanganligining kristallografik o‘qqa nisbatan yo‘nalishiga qarab turlicha bo‘lishi mumkin. Bu holda qutblanish vektori ***P*** ning yo‘nalishi ***E*** vektorning yo‘nalishi bilan mos kelmaydi, demak, ***P*** va ***E*** vektorlar orasidagi bog‘lanishni sodda munosabat bilan ifodalab bo‘lmaydi. χ o‘rniga to‘qqizta χ_{ik} kattalik kiritiladi va ***P*** va ***E*** vektorlarining koordinata o‘qlari bo‘yicha tashkil etuvchilari o‘rtasida quyidagi bog‘lanishi o‘rinli bo‘ladi:

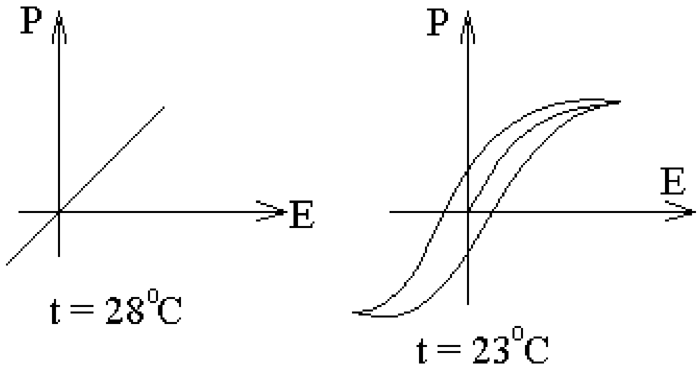
$$\begin{aligned} P_x &= \chi_{xx}E_x+\chi_{xy}E_y+\chi_{xz}E_z \\ P_y &= \chi_{yx}E_x+\chi_{yy}E_y+\chi_{yz}E_z \qquad (1) \\ P_z &= \chi_{zx}E_x+\chi_{zy}E_y+\chi_{zz}E_z \end{aligned}$$

Shuningdek, elektrostatik induksiya vektori **D** va kuchlanganlik vektori **E** o‘rtasidagi bog‘lanish ham tenzor xarakteriga ega bo‘ladi.

Shunday jismlar borki, ular uchun dielektrik doimiylik ε tashqi maydon kuchlanganligi **E** ga bog‘liq bo‘ladi. Bunday dielektriklar o‘ziga xos xususiyatlarga ega bo‘ladi, ayniqsa ferromagnetizm magnit xossasiga o‘xshash bo‘ladi. Bu xossalar birinchi marta segnet tuzida o‘rganildi va shu tuzning nomi bilan segnetoelektriklar deb ataladi. Segnet tuzining fizik xossasi temperaturaga juda bog‘liqdir, qandaydir kritik temperatura Θ dan past yoki yuqorida ularning xossasi butunlay boshqacha bo‘ladi. T > Θ bo‘lganda maydon kuchlanlanligi bilan qutblanish o‘rtasida proporsionallik saqlanadi: **P**=χ**E** , bu vaqtda koeffitsient χ temperaturaga bog‘liqligi quyidagi qonunga bo‘ysinadi:

$$\chi (T - \Theta) = \text{const.}$$

T < Θ bo‘lganda **P** va **E** o‘rtasidagi proporsionallik buziladi. Bu vaqtda **P** ning **E** ga bog‘lanishi murakkab bo‘ladi (42-chizma).



42-chizma

Bu vaqtda **P** va **E** ning o‘zgarishi T< Θ da sirtmoq formasiga o‘xshash bo‘ladi.

Tashqi elektr maydoni bo‘lmaganda dielektrikning har bir nuqtasidagi musbat va manfiy zaryadlar kompensatsiyalangan bo‘ladi, zaryadning zichligi hamma yerda nolga teng. Dielektrikning elektr maydonida qutblanishi zaryadlarning qayta taqsimlanishiga olib keladi, natijada dielektrik sirtida kompensirlanmagan zaryadlar paydo bo‘ladi, bu zaryadlarga qutblangan zaryadlar yoki (bog‘langan zaryadlar) deb aytiladi.

Kristall jismlarning panjaralarida zarrachalarning joylashishi maxsus effektlarning hosil bo‘lishiga olib keladi, bu effektlardan biriga pezoelektrik effekt deb ataladi: bu effektning mohiyati quyidagichadir ba’zi bir kristallar (masalan kvars, turmalin, segnet tuzi va hokazo) mexanik deformatsiyalanganda (uni siqqanda va cho‘zganda) uning yoqlarida qarama- qarshi ishorali elektr zaryadlari paydo bo‘ladi. Segnet tuzlarda bu effekt juda kuchli. To‘g‘ri pezoeffektdan tashqari teskari pezoeffekt ham mavjud bo‘ladi. Agar kristallni tashqi elektr maydonga joylashtirsak uning o‘lchamlari o‘zgaradi. To‘g‘ri va teskari pezoeffektlar texnikada ko‘p qo‘llaniladi.

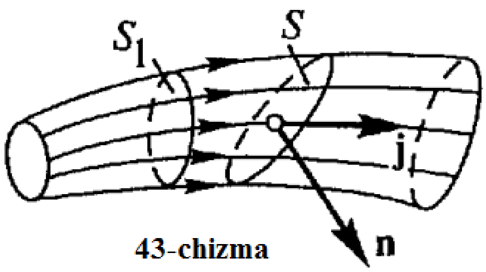
IV bob. O‘ZGARMAS ELEKTR TOKI.

24-§. Elektr tokining xarakteristikalari.

Elektr toki haqida umumiy tushuncha. Elektr toki deb, elektr zaryadlarining tartibli harakatiga aytiladi. Metallarda faqat elektronlar erkin ko‘chishi mumkin. Zaryadlargan zarralar harakatlanadigan chiziq tok chiziqlari deb atalgan. Tok chiziqlarining yo‘nalishi qilib musbat zaryadlarning harakat yo‘nalishi qabul qilingan. Biz tok chiziqlarini chizib, tok hosil qiluvchi elektronlar va ionlarning harakati to‘g‘risida ayoniy tasavvur olamiz.

O‘tkazgich ichida joylashgan elektr zaryadining harakati quyidagicha bo‘ladi: musbat zaryadlar maydon bo‘yicha, manfiy zaryadlar esa maydonga qarama-qarshi bo‘ladi. Bunday mikroskopik zaryadning hosil qilgan tokiga o‘tkazuvchanlik toki deb ataladi. Metallardagi elektr toki o‘tkazuvchanlik elektronlarining harakatidir. Musbat zaryadlarning harakat yo‘nalishini tokning yo‘nalishi deb hisoblash shartlashilganligi uchun metallarda tokning yo‘nalishi elektronlarning harakat yo‘nalishiga qarama-qarshi bo‘ladi. Metallarda tokning yo‘nalishi elektronlarning harakat yo‘nalishiga qarama-qarshi bo‘ladi. Elektr tokining umumiy ta’rifi - elektr toki deb, moddadagi musbat va manfiy zaryadlarning qarama-qarshi tomonga, yoki ulardan birining qo‘zg‘almas hisoblangan ikkinchisiga nisbatan harakati, yoki bu ikkita zaryadning bir-biriga nisbatan tashqi kuch ta’siridagi harakatiga aytiladi.

Zaryadlangan zarrachalar harakatlanadigan chiziq tok chiziqlari deyiladi. Tok chiziqlarining yo‘nalishi musbat zaryadlarning yo‘nalishi bilan mos tushadi. Agar tokli o‘tkazgich ichida fikran naycha ajratib, uning yon sirti tok chiziqlaridan iborat bo‘lsa, unda zaryadlangan zarrachalar harakatlanganda naychaning yon sirtini kesmaydi va naychadan tashqariga chiqmaydi ham, tashqaridan naychaga kirmaydi ham. Bunday naycha tok naychasi deyiladi (43-chizma). Izolyatorda turgan metall simning sirti tok naychalaridan biridir.



43-chizma

Shunday qilib, elektr tokini juft zaryadlar hosil qiladi. Biz elektrostatika qismida bir-biridan ma'lum masofada joylashgan ikkita nuqtaviy zaryadni dipol deb atagan edik. Dipolning asosiy xarakteristikasi uning momenti edi: $p = ql$ - bu yerda l musbat va manfiy zaryadlarni birlashtiruvchi masofa, q — musbat va manfiy zaryadlarning absolyut qiymatlari. Agar dipol uchlarining qo'zg'almas nuqta 0 ga nisbatan radius vektorlarni r_1 va r_2 belgilasak, $l = r_2 - r_1$ U vaqtda dipolning elektr momentining o'zgarishini qo'yidagicha yozish mumkin:

$$\frac{dp}{dt} = e(\upsilon_2 - \upsilon_1) = e_1\upsilon_1 - e_2\upsilon_2 \qquad (1)$$

Bu yerda υ_1 va υ_2 ikkita zaryad tezligining absolyut qiymati, $\upsilon_2 - \upsilon_1$ nisbiy tezlik. Tok kuchining bunday formulasi, ya'ni uni dipol momentining vaqt bo'yicha o'zgarishi yoki qutblanish vektorining vaqt bo'yicha o'zgarishi deb yozish elektr tokining real ta'rifiga yaqin bo'ladi va metodologik jihatdan to'g'ri bo'ladi. Birinchidan, dipolning barcha moddalarda mavjudligini hisobga olinsa, ikkinchidan mexanik analogiyaga mos keladi. Ma'lumki, mexanikada massaning tezlikga ko'paytmasini impuls deb atagan edik. Agar dipol momenti bilan uning o'xshashligini hisobga olsak, *m* o'rniga *q* keladi, υ o'rniga *l* keladi. Demak, elektr tokini elektr harakat impulsining vaqti bo'yicha o'zgarishi deb qarash mumkin. Bu esa Nyuton ikkinchi qonunining impuls orqali yozilishining o'zginasidir. Tok kuchini impulsning o'zgarishi orqali ifodalash magnit maydonning xarakteristikasini vektor potensial orqali ifodalashda o'z aksini topadi. Bu haqida biz magnit maydonning vektor potensialiga bag'ishlangan mavzuda to'xtab o'tamiz.

Biz texnik jihatdan juda ko'p qo'llaniladigan o'tkazuvchanlik tokining qonunlarini qarab chiqamiz. Elektr tokini o'tkazadigan moddalarga o'tkazgich deyiladi. O'tkazgichning asosiy belgisi unda zaryadlangan zarracha - tok tashuvchilarning bo'lishidir, ya'ni tashqi maydon ta'sirida o'tkazgich bo'ylab harakatni hosil qilishidir. O'tkazgichlar: metallar, yarim o'tkazgichlar, ba'zi-bir suyuqliklar (elektrolitlar), ma'lum sharoitda gazlar ham bo'lishi mumkin.

O‘tkazgichdan tok o‘tganda alohida tok tashuvchilarning traektoriyasini sxematik ravishda siniq chiziq bilan tasvirlash mumkin. Tok tashuvchilar xaotik harakatda bo‘ladi va unga ta’sir qiluvchi kuch tomonga tartibli harakat qiladi. Elektr tokini makroskopik jihatdan tasvirlaganda issiqlik harakatini hisobga olmaslik ham mumkin, chunki u zaryadning sistematik ko‘chishiga uncha xalaqit bermaydi. Trayektoriya bo‘yicha yoki tok chiziqlari bo‘yicha υ tezlik bilan harakatini qarash yetarlidir.

Tok tashuvchilarning harakati statsionar bo‘lganda doimiy tok deyiladi, ya’ni tok tashuvchilarning tartibli harakati o‘zgarmas bo‘lsa tok chiziqlarining manzarasi ham o‘zgarmay qoladi. Elektr tokining miqdoriy xarakteristikasi bo‘lib ikki asosiy kattalik: tok kuchi va tok zichligi xizmat qiladi.

Tok kuchi va tok zichligi. O‘tkazgich ichida qandaydir S sirtni qaraymiz. Qisqa Δt vaqt moboynida bu sirt orqali Δq zaryad o‘tsin, u vaqtda tok kuchi quyidagicha aniqlanadi:

$$I = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta t}\ , \qquad (2)$$

bu nisbatga S sirt orqali o‘tayotgan tok kuchi deyiladi.

Agar S sirt orqali o‘tgan zaryadni vaqtning funksiyasi $q(t)$ deb qarasak, u vaqtda (2) ga ko‘ra tok kuchi zaryadning vaqt bo‘yicha hosilasiga tengdir:

$$I = \frac{dq}{dt}\ . \qquad (3)$$

Demak, tok kuchi son jihatdan qaralayotgan sirtdan vaqt birligi ichida o‘tgan zaryaddir. Doimiy tokda $q(t)$ vaqtga proporsional, shuning uchun (3) formuladagi hosila o‘rniga istalgan vaqt ichida o‘tgan zaryadning shu vaqtga nisbati olinadi:

$$I = \frac{q}{t} \quad (4)$$

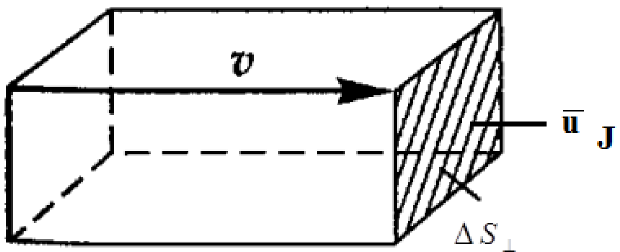
Tok kuchi algebraik kattalikdir. O‘tkazgich bo‘yicha ikkita yo‘nalishlardan birini musbat deb, musbat tashuvchilar shu yo‘nalishda harakat qilsalar va manfiy ishora - aks holda. Tok kuchi birligi bo‘lib amper (A) xizmat qiladi.

Tok 1 A bo‘lganda 1 sekund ichida o‘tkazgichning to‘la kesimidan 1 C zaryad o‘tadi. Amalda bundan mayda birliklar: 1milliamper (mA)=10^{-3}A va 1 mikroamper (mkA) =10^{-6}A ham ishlatiladi.

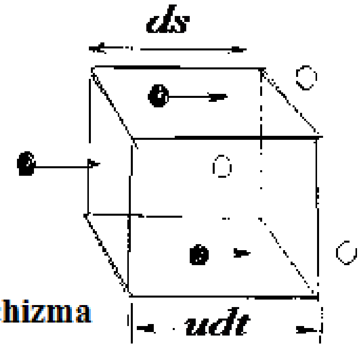
Ko‘pgina hollarda o‘tkazgichning ko‘ndalang kesimidan o‘tgan to‘la tok kuchini bilish yetarli bo‘lmaydi, shuning uchun o‘tkazgich kesimi bo‘yicha tokning taqsimlanishini bilish kerak bo‘ladi. Shu maqsadda tok zichligi vektori degan kattalik kiritiladi. Tok zichligi deb, shunday vektorga aytiladiki, uning kattaligi tok chiziqlariga perpendikulyar bo‘lgan birlik yuzadan o‘tgan tok kuchiga teng bo‘lib, yo‘nalishi musbat tok tashuvchilarining tartibli harakat yo‘nalishi bilan mos keladi.

Agar tok chiziqlariga perpendikulyar bo‘lgan yuza $\Delta S_{\perp}$ ga ΔI tok kuchi to‘g‘ri kelsa, u vaqtda ta’rif bo‘yicha, biz tok zichligi vektori kattaligi uchun quyidagi formulaga ega bo‘lamiz:

$$J = \frac{\Delta I}{\Delta S_{\perp}} . \quad (5)$$



44-chizma



45-chizma

Tok zichligini tok tashuvchilar konsentratsiyasi n_0 va tartibli harakat tezligi u orqali ifoda qilish mumkin.

45-chizmadan ko‘rinadiki, kichik $\Delta S_{\perp}$ yuza orqali Δt vaqt ichida faqat shuncha tok tashuvchilar o‘tadiki, agar t vaqt ichida asosi $\Delta S_{\perp}$ va balandligi $u\Delta t$ bo‘lgan to‘g‘ri parallelopipedda joylashgan tashuvchilargina (boshqa tashuvchilar yuzaga yetmasligi, u yoki uning yaqindan o‘tib ketishi mumkin) joylashgan bo‘ladi. Bu tashuvchilar sonini $n_0 u\Delta t\Delta S_{\perp}$ ni alohida tok tashuvchi zaryadga ko‘paytirsak, $\Delta S_{\perp}$ sirtdan Δt vaqt ichida o‘tgan zaryad $qn_0 u\Delta t\Delta S_{\perp}$ ga teng bo‘ladi. Buni Δt ga bo‘lsak, $\Delta S_{\perp}$ orqali o‘tgan tok kuchi ΔI ni topamiz:

$\Delta I = qn_0u\Delta S_{\perp}$. Bu ifodaning ikkala tomonini $\Delta S_{\perp}$ ga bo‘lsak, tok zichligi uchun quyidagi kattalik kelib chiqadi:

$$J = qn_0u. \qquad (6)$$

Bu formulani vektor ko‘rinishida quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{J} = qn_0\vec{u}. \qquad (7)$$

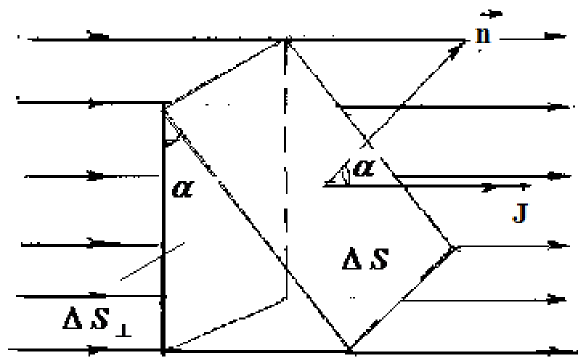
Tok zichligining birligi kvadrat metrga amper (A/m^2). Agar tok zichligi va tok kuchi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmasa, unda o‘tkazgichda o‘zgarmas yoki statsionar tok bor deb gapiramiz. O‘zgarmas tok uchun o‘tkazgichning hamma kesimlarida tok kuchi bir xil bo‘ladi.

Agar tok tashishda musbat va manfiy zaryadlar ishtirok etsa, u vaqtda unga tegishli tok zichligi:

$$J = J_+ + J_- = q_+n_0u_+ + q_-n_0u_-. \qquad (8)$$

Har qanday ixtiyoriy sirt S orqali o‘tgan tok kuchi tok zichligi vektorining shu sirt orqali o‘tgan oqimiga teng:

$$I = \int_S j_n ds. \qquad (9)$$



46-chizma

Bu formulani hisobga olib, zaryadning saqlanish qonunini quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\frac{dQ}{dt} = -\oint_S j_n ds (10)$$

25-§. Uzluksizlik tenglamasi.

Tokli o‘tkazgich ichidagi biror yopiq S sirtni qarab chiqamiz va J_n deb sirt elementi dS ga tashqi normalda zichlik vektori $\vec{J}$ ning proeksiyasini nazarda tutamiz.

Unda tok zichligi ta'rifidan, butun S sirt orqali vaqt birligida tashqariga ketayotgan musbat zaryad kattaligi

$$\oint_S J_n dS.$$

Bunda integrallash butun yopiq sirt bo‘yicha olinadi. Shu bilan birga, elektrning asosiy qonunlaridan biriga ko‘ra, elektr zaryadlar saqlanadi: ular faqat jismlar (yoki jismning turli qismlari) orasida qayta taqsimlanadi, lekin paydo bo‘layotgan musbat va manfiy zaryadlarning to‘liq yig‘indisi nolga teng. Shuning uchun, agar dq/dt yopiq sirt S ichiga qamalgan musbat zaryadlarning vaqt birligi ichida o‘zgarishi bo‘lsa, unda

$$-\frac{dq}{dt} = \oint_S J_n dS. \quad (1)$$

Bu munosabatga uzluksizlik tenglamasi deyiladi.

Puasson tenglamasini o‘zgartirgandagi kabi ish tutib, biz (1) tenglamani muhitning bir nuqtasidagi tok va zaryadlarni bog‘lovchi differensial shaklda yozishimiz mumkin. Buning uchun yana cheksiz kichik parallelopipedni qarab chiqamiz. Bu parallelopipedning qirralari X, Y va Z koordinata o‘qlariga parallel (20- chizma) va (1) formuladan foydalanamiz. Unda (1) formulaning o‘ng qismi:

$$\left(\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z}\right) d\tau$$

ga teng, bunda $d\tau = dxdydz$ parallelopipedning hajmi. Ikkinchidan, agar ρ zaryadning hajmiy zichligi bo‘lsa, unda $q = \rho d\tau$ va biz uzluksizlik tenglamasini differensial shaklda olamiz:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z}. \quad (2)$$

Shuni qayd qilib o‘tamizki, biz bu yerda xususiy hosilaning simvollaridan foydalandik, chunki ρ va J koordinatalarga qanday bog‘liq bo‘lsa, vaqtga ham shunday bog‘liq.

Vektor divergensiyasi tushunchasidan foydalanib, (2) tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d\rho}{dt} + divJ = 0 \text{ yoki}$$

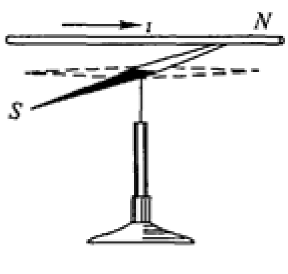
$$-\frac{\partial\rho}{\partial t} = div\vec{J}. \quad (3)$$

Agar toklar o‘zgarmas bo‘lsa, unda barcha elektr kattaliklar vaqtga bog‘liq bo‘lmaydi va uzluksizlik tenglamasidagi $\frac{\partial\rho}{\partial t}$ nolga teng deyish lozim. Unda har qanday yopiq sirt orqali vektor oqimi J nolga teng, demak, o‘zgarmas toklar uchun tok chiziqlari uzluksiz bo‘ladi.

26-§. Elektr tokining ta’sir turlari.

Elektronlar va ionlarning harakati bevosita ko‘rinmaydi. Biroq bu harakat unga chambarchas bog‘langan turli hodisalarni yuzaga keltiradi, biz ularga qarab tokning borligi va uning ta’siri to‘g‘risida fikr yuritamiz.

Tokning magnit ta’siri. 1820 yildayoq kopengagenlik fizika professori Gans Xristian Ersted tokli o‘tkazgichda magnit strelkaga ta’sir qiluvchi kuchlar paydo bo‘lishini ochgan edi. Agar to‘g‘ri metall simni magnit merediani yo‘nalishida (shimol- janub yo‘nalishida) joylashtirilsa (47- chizma), sim uchlari galvanik element elektrodlariga ulanganida magnit strelka og‘adi. Strelkaning og‘ish yo‘nalishini quyidagi qoidaga ko‘ra aniqlash mumkin: agar o‘ng qo‘limiz kaftini simga yuqoridan qo‘ysak va o‘rta barmoqlarimizni tok yo‘nalishida yo‘naltirsak, unda ochilgan bosh barmoq strelkaning shimoliy uchining og‘ish yo‘nalishini ko‘rsatadi. Magnit strelkani sim



47-chizma

ustiga joylashtirib, strelkaning og‘ishi teskariga o‘zgarganini topamiz.

Agar metall simni biror o‘tkazuvchi eritma, masalan, sulfat kislotaning suvdagi eritmasi to‘ldirilgan shisha naycha bilan almashtirsak va tok o‘tkazuvchi eritma ustunini unga tushirilgan metall sim yordamida batareya qutblariga ulasak, bunda ham magnit strelka og‘adi. Agar sim o‘rnida o‘zgarmas tok bilan ta’minlanadigan gaz-razryad naycha (masalan, reklamada ishlatiladigan neon lampa), olinsa ham strelkaning og‘ishi kuzatiladi. Magnit ta’sir o‘tkazgichning tabiatiga bog‘liq bo‘lmay, hamma hollarda kuzatiladi va tokning eng umumiy belgisi hisoblanadi.

Tokning magnit ta’siridan magnitoelektrik asboblar yordamida tok kuchini o‘lchashda foydalaniladi. Bu asboblar elastik prujinaga mahkamlangan va magnitning qutblari orasiga joylashtirilgan simli yengil ramkadan iborat. Magnetizm bo‘limida tokli ramkaga kattaligi tok kuchiga proporsional bo‘lgan kuch momenti M ta’sir qilishini ko‘ramiz:

$$M = a \cdot I \, . \qquad (1)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti a asbobning tuzilishiga (simlar o‘rami soniga, magnit kuchiga va sh. o‘.) bog‘liq. Shuning uchun ramkaning og‘ishiga qarab tok kuchini baholash mumkin. Ko‘rsatishi tok kuchiga bog‘liq bo‘lgan asboblar galvanometrlar degan umumiy nom olgan.

Tokning kimyoviy ta’siri. Elektr toki ba’zi o‘tkazgichlarda ularni kimyoviy tarkibiy qismlarga ajratishi mumkin. Tokning kimyoviy ta’sirini oddiy tajribalarda kuzatish mumkin. Mis kuporosining suvdagi eritmasi $CuS0_4$ ga ikkita ko‘mir plastinka tushirib (48-chizma), ularni galvanik element batareyasining qutblariga ulaymiz. Bir necha minutdan keyin eritmadan plastinkalarni chiqarib olib, batareyaning manfiy qutbiga ulangan plastinkaga mis qatlami o‘tirganini ko‘ramiz. Bu ko‘mirning qora fonida yaxshi ko‘rinadi. Batareyaning musbat qutbiga ulangan plastinkada esa qoldiq ajraladi, Biroq u suvga tekkanda tok borligiga bog‘liq bo‘lmagan ikkilamchi reaksiyaga kirishadi. Uning quyidagi yig‘indi formulasi qo‘yidagicha bo‘ladi:

$$2SO_4 + 2H_2O = 2H_2SO_4 + O_2 \; ;$$

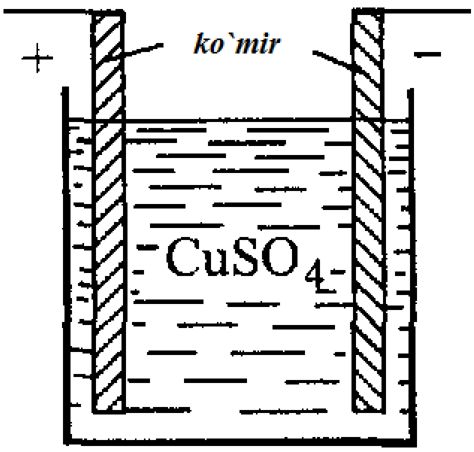
eritmada sulfat kislota paydo bo‘ladi va plastinkada gazsimon kislorod ajraladi.

Ikkinchi misol sifatida kaliy bromid *KBr* ning suvdagi eritmasi tok ta’sirida tarkibiy qismlarga ajralishini qapab chiqamiz, Bu holda musbat simda *Br* ajraladi, u o‘zining qo‘ng‘ir rangi tufayli yaxshi ko‘rinadi. Manfiy simda *K* ajraladi, u suv bilan ikkilamchi reaksiyaga kirishadi:

$$2\mathrm{K} + 2H_2O = 2KOH + H_2 \quad ;$$

bunda manfiy simda kaliy o‘rniga vodorod ajraladi.

O‘tkazgichning tok ta’sirida kimyoviy tarkibiy qismlarga ajralish hodisasi elektroliz deb atalgan (grekcha l i o - ajrataman). Hamma o‘tkazgichlarda ham elektroliz o‘rinli bo‘lavermaydi.



48-chizma

Tokning kimyoviy ta’siri kuzatilmaydigan o‘tkazgichlarni *birinchi klass* o‘tkazgichlar deyiladi. Ularga barcha metallar, ko‘mir va ko‘pgina kimyoviy birikmalar kiradi. Elektroliz ro‘y beradigan o‘tkazgichlarni *ikkinchi klass* o‘tkazgichlar yoki *elektrolitlar* deyiladi. Ko‘pgina kislotalar va tuzlarning suvdagi eritmalari va qattiq hamda suyuq holatdagi ba’zi kimyoviy birikmalar elektrolitlardir.

Odatda, elektroliz hodisalari ikkilamchi reaksiyalar bilan murakkablashadi, bunga doir misollar yuqorida qarab chiqilgan edi. Ikkilamchi reaksiyalar tok bo‘lishiga bog‘liq emas va elektrolizga bevosita aloqasi yo‘q. Agar tokning birlamchi ta’sirini ikkilamchi reaksiyadan ajratsak, unda oddiy qoidani payqash mumkin: manfiy qutbda (katodda) doim metallar va vodorod ajraladi. Musbat qutbda (anodda) esa qoldiq kimyoviy element ajraladi. Bunda elektrolitning tarkibiy qismi faqat elektrodlarda ajraladi.

Elektrodga o‘tirgan istalgan moddaning massasi elektrolit orqali o‘tgan to‘liq zaryadga doim proporsional bo‘ladi. Biroq bitta zaryad ajratadigan moddaning miqdori turli moddalar uchun turlicha. Masalan, biror kumush tuzining suvdagi eritmasi orqali bir kulon zaryad o‘tganida katodga 1,1180 mg kumush metall ajraladi, mis tuzi eritmasi orqali bir kulon zaryad o‘tganida 0,3294 mg mis metall ajraladi.

Elektroliz hodisasidan kulonometrlarda foydalaniladi. Ular tok zanjiriga ulanadigan elektrolitik vannadan iborat. Aniq asboblardan biri kumush kulonometridir. Unda kumush elektrodlar bo‘lib, elektrolit sifatida azot kislotali kumush $AgN0_3$ ning suvdagi eritmasi bor.

Kulonometrlar zanjir orqali o‘tgan zaryad kattaligini bevosita o‘lchaydi. Agar *m* - ajralgan *Ag* ning massasi, mg da, *t*- tokning o‘tish vaqti, sekund hisobida, unda tok kuchi quyidagiga teng:

$$I = 1{,}1180 \frac{m}{t} A\,.$$

Tokning issiqlik ta’siri. Elektr toki o‘tkazgichlarni qizdiradi. Agar metall sim orqali tok o‘tkazilsa, unda tok kuchi yetarlicha bo‘lganda uni istalgan temperaturagacha qizdirish, erishgacha olib borish va bug‘lantirish mumkin.

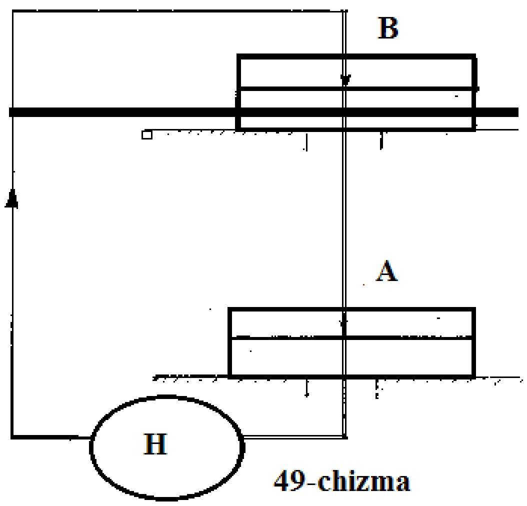
Issiqlik galvanometrlarining tuzilishi tokning issiqlik ta’siriga asoslangan. Ularda oksidlanmaydigan elastik materialdan qilingan metall sim bo‘lib, bu sim orqali o‘lchanishi lozim bo‘lgan tok o‘tkaziladi. Simning qizishi tufayli uzayishiga qarab tok kuchini baholash mumkin.

Magnitoelektrik va issiqlik galvanometrlari absolyut asboblar bo‘lmay, ular darajalashni talab qiladi.

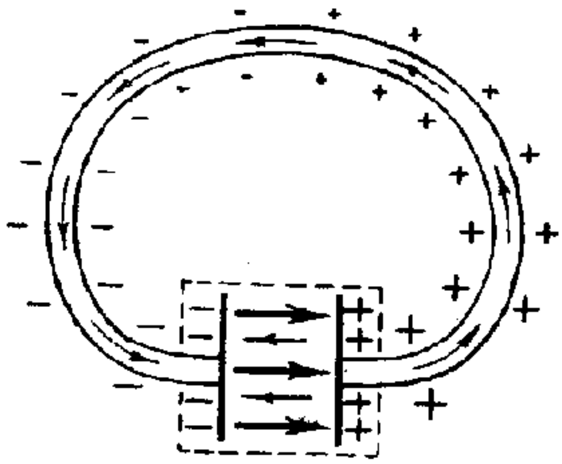
27-§. Begona kuchlar, elektr yurituvchi kuch va kuchlanish.

O‘tkazgichda elektr toki hosil qilish uchun unda elektr maydoni hosil qilish kerak. Bu maydon tok tashuvchilarga ta’sir qilib, ularning tartibli harakatini hosil qiladi. Ravshanki, doimiy tok olish uchun faqat elektrostatik kuchlarning bo‘lishi yetarli emas, chunki biz bilamizki, ularning ta’sirida zaryad o‘tkazgich sirti bo‘yicha tekis taqsimlanadi, chunki o‘tkazgich ichida maydon bo‘lmaydi. Ikkinchi tomondan, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, doimiy tok zanjiridan uzluksiz ravishda issiqlik ajralib turadi. O‘tkazgichlarning ichki energiyasi undan tok o‘tganda o‘zgarmaydi, issiqlik ajralib chiqishi zaryadni qandaydir boshqa kuchlar tomonidan ko‘chirilgan ishi hisobidan amalga oshiriladi. Bu elektrostatik kuch bo‘lmasligi kerak, chunki ularning yopiq kontur bo‘yicha bajargan ishi nolga teng.

Shunday qilib, doimiy tok bo‘lishi uchun zanjirda qandaydir noelektr kuch bo‘lishi kerak - bu kuchni begona kuchlar deyiladi. Agar Kulon kuchlari turli xil ishorali zaryadlarni qo‘shib, ularning potensialini tenglashtirishga va elektr tokini o‘tkazishda yo‘qotishga olib kelsa, begona kuchlar esa turli xil ishorali zaryadlarni ajratadi va o‘tkazgich uchlarida potensiallar ayirmasini doimiy saqlab turadi. Zanjirda begona kuchlarning qo‘shimcha maydoni elektr energiyasi manbalari (galvanik elementlar, akkumulyatorlar, termogeneratorlar, elektrogeneratorlar va hokazo) orqali amalga oshiriladi. Doimiy tok zanjirida begona kuchlar manbaining bo‘lishi har



49-chizma


50-chizma

qanday yopiq gidravlik sistemada suyuqlikning doimiy oqimini hosil qiluvchi nasos kabi zarurdir (49-chizma). Bu jarayonni sifat jihatdan tushuntirishda quyidagi gidravlik zanjirdagi o‘xshashlikdan foydalanish mumkin. 49-chizmadagi yopiq suv sistemasida A nuqtadan B nuqtagacha suv nasos H tomonidan hosil qilingan begona kuchlar ta’sirida og‘irlik kuchiga qarshi harakat qiladi, B nuqtadan A nuqtagacha u og‘irlik kuchi ta’sirida harakat qiladi. Elektr zanjirida nasos vazifasini elektr energiya manbai bajaradi. Shu hisobdan hosil qilingan begona kuchlarning maydoni elektr zaryadini elektr energiya manbai ichida elektrostatik maydon kuchiga qarshi ish bajarish hisobidan hosil bo‘ladi. Natijada tashqi zanjirning uchlarida potensiallar ayirmasi doimiy ushlab turiladi va zanjirda doimiy tok oqadi.

Hozirgacha mavjud bo‘lgan o‘quv qo‘llanmalarida begona kuchlarning kelib chiqishining fizik sababi sifat jihatidangina izohlanib, uning haqiqiy fizik ma’nosi yetarlicha yoritilmaganligi uchun, ushbu qo‘llanmada biz uni alohida qarab chiqmoqchimiz. Bu kuchlar tashqi zanjir bo‘ylab zaryadning taqsimlanishini hosil qilishi kerakki, natijada o‘tkazgich ichida elektr maydoni noldan farq qilsin va ular shunday xossaga ega bo‘lishi kerakki, ularning yopiq kontur bo‘yicha bajargan ishi nolga teng bo‘lmasligi kerak. Odatdagi doimiy tok zanjirlarida begona kuchlar tok manbaining ichida (galvanik element, akkumulyator) bo‘lib kimyoviy tabiatga ega bo‘ladi, tashqi zanjirda esa tok tashuvchilar faqat elektrostatik kuch ta’sirida harakatda bo‘ladi. Agar o‘tkazgich bir jinsli bo‘lsa zaryadlar tashqi zanjirda o‘tkazgich sirti bo‘yicha taqsimlanishini ko‘rsatish mumkin. Doimiy tok manzarasi 50-chizmada tasvirlangan. Bu yerda ingichka chiziqlar elektr maydon kuchlanganligini, qalin chiziqlar - begona kuchlar kuchlanganligini bildiradi. Begona kuchlarni miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun elektr yurituvchi kuch deb ataladigan fizik kattalik kiritiladi yoki u qisqacha E.Yu.K. deb ham yuritiladi. Elektr yurituvchi kuch deb, begona kuchlarni zaryadni ko‘chirishda bajargan ishi A ni shu zaryad q ga nisbatiga aytiladi:

$$\varepsilon = A/q. \quad (1)$$

Bundan kelib chiqadiki, E.Yu.K son jihatdan birlik musbat zaryadni zanjir bo‘ylab ko‘chirishda bajarilgan ishga tengdir. Begona kuchlar maydon kuchlanganligi $\mathbf{E}^{\mathbf{b}}$ musbat zaryadga ta’sir qiluvchi kuch bilan aniqlanadi:

$$E^b = F^b / q. \qquad (2)$$

Kuchlanish deb, musbat zaryadni boshlang‘ich (B) holatdan oxirgi (C) holatga ko‘chirganda bajarilgan barcha ishlar yig‘indisiga aytiladi. Umumiy holda kuchlanish uchastka boshlang‘ich va oxirgi holat nuqtalarining potensiallar ayirmasidan (elektrostatik kuchlar ishi) va shu uchastkadagi E.Yu.K yig‘indisidan (begona kuchlar ishi) iborat bo‘ladi:

$$U_{BC} = \varphi(B) - \varphi(C) + \varepsilon_{BC}. \qquad (3)$$

Agar qaralayotgan uchastkada begona kuchlar bo‘lmasa (odatda tok manbai bo‘lmagan hol), u vaqtda kuchlanish potensiallar ayirmasiga teng bo‘ladi:

$$U_{BC} = \varphi(B) - \varphi(C). \qquad (4)$$

E.Yu.K va kuchlanishning ta’rifidan kelib chiqadiki, bu ikkala kattalik ham bir xil o‘lchamlikka ega bo‘lib, SI sistemasida voltda o‘lchanadi.

28-§. Qarshilikning temperaturaga bog‘liqligi.

Ikkita holatni ta’kidlab o‘tamiz. *Birinchidan,* doimiy tok faqat yopiq zanjirda oqadi, aks holda zanjir uzilgan joyda zaryadlar to‘planib qoladi, bu esa vaqt bo‘yicha elektr tokining o‘zgarishiga olib keladi, natijada tok tashuvchilarning statsionarlik holati buziladi. *Ikkinchidan*, tok kuchi har qanday o‘tkazgich kesimlarida turlicha bo‘lganda edi, shu kesma o‘rtasidagi uchastkada zaryad to‘planib qolar edi, bu yana o‘z navbatida elektr maydonining o‘zgarishiga olib kelar edi, shu bilan birga tokning statsionar harakati buzilar edi.

Endi doimiy tokning miqdoriy qonunlariga o‘tamiz. Om tajribada doimiy tok zanjirining bir qismi uchun, bu uchastkada E.Yu.K bo‘lmagan holda, tok kuchi kattaligi kuchlanishga proporsional ekanligini ko‘rsatib berdi.

$$U = IR. \qquad (1)$$

Bu yerda R - proporsionallik koeffitsiyenti bo‘lib, o‘tkazgichning fizik xossasiga va geometrik formasiga bog‘liq bo‘lib unga o‘tkazgichning qarshiligi deyiladi.

Silindrik formadagi bir jinsli o‘tkazgich qarshiligi, uning uzunligi l ga to‘g‘ri proporsional bo‘lib, o‘tkazgich ko‘ndalang kesim yuzasi S ga teskari proporsionaldir:

$$R = \rho l / S . \quad (2)$$

Bu yerda ρ koeffitsiyent bo‘lib, son jihatidan uzunlik birligidagi silindrik o‘tkazgich qarshiligini bildiradi. ($l = 1m, S = 1m^2$) unga o‘tkazgichning solishtirma qarshiligi deyiladi. Unga teskari kattalik:

$$\sigma = 1/\rho \quad (3)$$

ga, moddaning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi deyiladi (o‘lchov birligi simens/metr). Solishtirma qarshilik o‘tkazgich temperaturasining oshishi bilan oshadi, uncha past bo‘lmagan temperaturalarda temperaturaga taxminan proporsionaldir.

Solishtirma qarshilik moddaning turigagina bog‘liq bo‘lmay, uning holatiga, jumladan, temperaturasiga ham bog‘liq bo‘ladi. Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog‘liqligini berilgan modda qarshiligining temperatura koeffitsiyenti bilan xarakterlash mumkin:

$$\alpha = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT} . \quad (4)$$

U temperatura bir gradus ortganda qarshilikning nisbiy orttirmasi qancha bo‘lishini ko‘rsatadi.

Berilgan modda uchun qarshilikning temperatura koeffitsiyenti turli temperaturalar uchun turlicha, ya’ni solishtirma qarshilik temperatura o‘zgarishi bilan chiziqli qonun bo‘yicha o‘zgarmay, balki unga yanada murakkabroq bog‘liq bo‘ladi. Biroq ko‘pgina o‘tkazgichlar uchun (ularga barcha metallar kiradi) temperaturaga qarab α ning o‘zgarishi uncha katta bo‘lmaydi. Agar temperatraning o‘zgarishi intervali yetarlicha kichik bo‘lsa, unda α ni taqriban doimiy deb hisoblash mumkin.

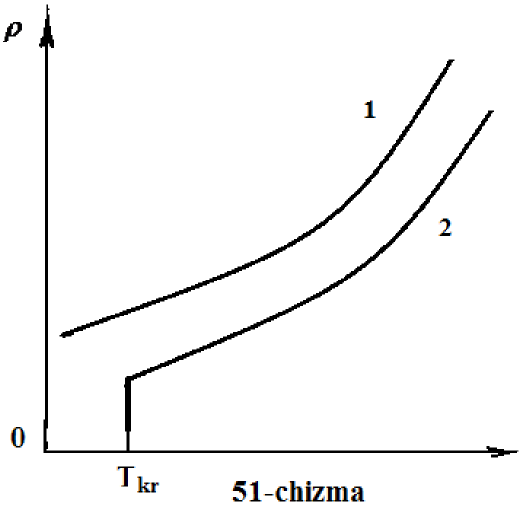
U qaralayotgan temperatura sohasi ichida uning o‘rtacha qiymatiga teng. Masalan, agar 0^0C dagi solishtirma qarshilik ρ_0, t^0C dagi uning qiymati ρ bo‘lsa, unda:

$$\rho = \rho_0(1+\alpha t), \quad (5)$$

deb hisoblash mumkin.

Qarshilikning temperatura koeffitsiyenti musbat bo‘lishi ham, manfiy bo‘lishi ham mumkin. Barcha metallarda temperatura ortishi bilan qarshilik ortadi, binobarin, metallar uchun $\alpha > 0$. Birinchi klass o‘tkazgichlardan ba’zilari uchun buning teskarisi kuzatiladi, biror temperatura intervalida temperatura ortishi bilan ularning qarshiligi kamayadi. Nihoyat, metallardan farqli o‘laroq, hamma elektrolitlarda ular qizdirilganida qarshiligi kamayadi, ular uchun $\alpha < 0$. Barcha sof metallar uchun qarshilikning temperatura koeffitsiyenti $1/273 = 0{,}00367$ ga, ya’ni gazlar kengayishining temperatura koeffitsiyenti kattaligiga yaqin. Shuni ham qayd qilib o‘tish kerakki, ba’zi qotishmalar, masalan, konstantanning α si juda kichik bo‘ladi. Shuning uchun bunday qotishmalardan qilingan simlar qarshiliklarning aniq namunalari (etalonlar) ni tayyorlashda ishlatiladi.

Metallar qarshiligining temperaturaga bog‘liqligidan turli o‘lchash asboblari va avtomatik qurilmalarda foydalaniladi. Ulardan eng muhimi qarshiliklar termometridir. U platina simdan qilingan qarshilikdan iborat bo‘lib, ko‘prik sxemaga yelkalarning biri sifatida ulanadi. Platinaning qarshiligi vaqt bo‘yicha doimiy bo‘lib, keng temperaturalar intervalida yaxshi o‘rganilgan. Shuning uchun platina simning qarshiligini o‘lchab temperaturani ham juda aniq o‘lchash mumkin. Qarshiliklar termometrining afzalligi shundaki, suyuqlikli oddiy termometrlardan foydalanish mumkin bo‘lmagan juda past, shuningdek, juda yuqori temperaturalarda ulardan foydalanish mumkin.



51-chizma

Ba'zi moddalarda juda past temperaturalarda ajoyib o'tao'tkazuvchanlik holati sodir bo'lib, unda elektr qarshiligi butunlay yo'qoladi. Ko'pgina metallar (simob, qalay, alyuminiy, va hokazolar) va qotishmalar sovitilganda qandaydir kritik temperaturaga (T_{kr}) yetganda o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tadi. Bu holatga o'tishning belgisi qarshilikning nolga teng bo'lishi bilan baholanadi, keyingi sovutishlarda ham nol holatda qolaveradi (51-chizmadagi 2-egri chiziq). Kritik temperaturalar qiymati 1911 yillarda, ya'ni Kamerling Onnes davrida juda past edi. Bu qiymat $5K$ dan kichik edi.

Ammo 1986 yilda $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ ning 35 K kritik haroratli birikmasidagi yuqori haroratli supero'tkazuvchanlik fenomeni birinchi bo'lib IBM korporatsiyasining ilmiy bo'limi xodimlari Karl Myuller va Georg Bednorz tomonidan ochilgan. Ushbu kashfiyot uchun ular 1987 yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lishdi. Ushbu turdagi aralash keramika (AMO_3 perovskitlari) bir vaqtning o'zida SSSRda faol o'rganilgan. 1987 yilda kritik harorati 92 K bo'lgan YBCO (itriy-bariy-mis oksidi) supero'tkazuvchisi topildi, bu kritik harorati suyuq azotning qaynash haroratidan (77 K) yuqori bo'lgan birinchi supero'tkazgich edi. 2015 yil uchun 150 GPa (1,5 million atmosfera) bosim ostida joylashtirilgan oltingugurt va vodorod birikmasida T_c =203 K kritik haroratning rekord qiymatiga erishildi.

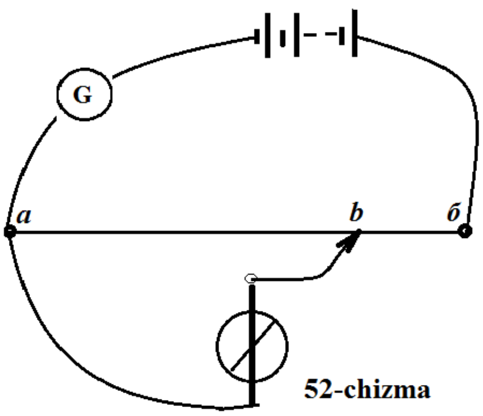
2018 yilda yuqori haroratli supero'tkazuvchanlik rekordi bir vaqtning o'zida ikki marta o'rnatildi: lantan LaH_{10} super gidridini 170 GPa (1,7 million atmosfera) ga siqilganda T_c = -13 °C (260 K) olingan.

29-§. Om qonunlari.

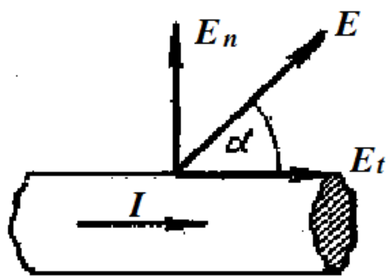
Agar o'tkazgichda tok bo'lsa, unda uning turli nuqtalaridagi potensial turlicha bo'ladi. Elektrometr korpusini ab tokli o'tkazgichning a uchiga ulab, strelkasini (sterjenini) biror boshqa b nuqtaga ulab (52-chizma), biz bu nuqtalar orasida kuchlanish borligini, b nuqta simning ikkinchi uchiga qancha yaqin bo'lsa, bu kuchlanish shunchalik katta bo'lishini payqaymiz. Tok borligida o'tkazgich bo'ylab kuchlanish tushuvi mavjud bo'ladi.

Kuchlanish tushuvi, maydon kuchlanganligining o‘tkazgich bo‘yicha yo‘nalgan tashkil etuvchisi E_t mavjudligini bildiradi (53-chizma). Bu esa tokli o‘tkazgich sirtidagi maydon kuchlanganligi, binobarin, kuch chiziqlar o‘tkazgich sirtiga perpendikulyar emasligini bildiradi. Bu kuch chiziqlar tok yo‘nalishi biror α burchakka og‘gan bo‘lib, bunda $tg\alpha = E_n / E_t$.

Tokni doimiy tutib turish uchun, ya’ni elektronlar tezligini o‘zgartirmasdan saqlash uchun kuch uzluksiz ta’sir qilib turishi zarurligini ko‘ramiz (bu kuch eE_t ga teng, bunda e-elektronning zaryadi). Bu, o‘tkazgichlarda elektronlar ishqalanish bilan harakatlanadi yoki boshqacha aytganda, o‘tkazgichlar elektr qarshilikka ega degan ma’noni anglatadi.



52-chizma



53-chizma

Agar o‘tkazgichning holati o‘zgarishsiz qolsa (uning temperaturasi va h.k. lar o‘zgarmasa), unda har qaysi o‘tkazgich uchun uning uchlariga qo‘yilgan U kuchlanish va undagi I tok orasida bir qiymatli bog‘lanish mavjud: $I = f(U)$. Buni berilgan o‘zkazgichning volt-amper xarakteristikasi deyiladi.

Ko‘pgina o‘zkazgichlar uchun, ayniqsa, metallar uchun bu bog‘lanish juda sodda ko‘rinishga ega – tok kuchi qo‘yilgan kuchlanishga proporsional, ya’ni:

$$I = \Lambda U . \qquad (1)$$

Bu qonun Om qonuni deb ataladi.

Proporsionallik koeffitsiyenti Λ ni o‘tkazgichning elektr o‘tkazuvchanligi deyiladi, elektr o‘tkazuvchanlikka teskari kattalik elektr qarshilik deyiladi. Agar o‘tkazgich qarshiligi R orqali belgilansa, unda:

$$\Lambda = 1/R. \quad (2)$$

Elektr o‘tkazuvchanlik va qarshilik o‘tkazgich moddasiga, uning geometrik o‘lchamlari va shakliga, shuningdek, o‘tkazgichning holatiga bog‘liq.

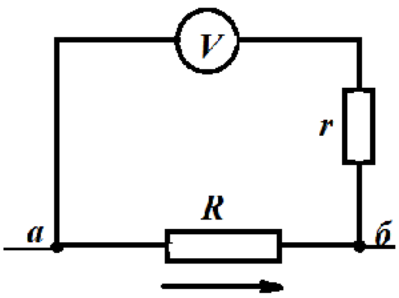
Qarshilik birligi bo‘lib Om xizmat qiladi. Bu shunday o‘tkazgichning qarshiligiki, uning uchlari orasida kuchlanish $1V$ bo‘lganda $1A$ tok kuchi mavjud bo‘ladi:

$$1Om = 1V / 1A.$$

Elektr o‘tkazuvchanlik birligi Om ga teskari bo‘ladi (Om^{-1}).

Agar (1) da U ni volt hisobida, I ni amper hisobida o‘lchansa, unda elektr o‘tkazuvchanlik Λ Om ga teskari ifodalanadi, qarshilik R esa Om hisobida ifodalanadi. Katta qarshiliklarni o‘lchashda yirik birliklar ishlatiladi.

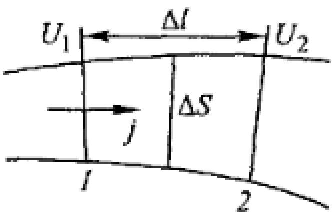
Voltmetr yordamida kuchlanishlarni o‘lchash Om qonunidan foydalanishga asoslangan. Katta qarshilik ketma-ket qilib ulangan galvonometr voltmetr bo‘ladi (54-chizma). Voltmetrni zanjir uchastkasining biror a va $б$ nuqtalariga ulaganda voltmetrda tokning bir qismi tarmoqlanadi; tarmoqlangan tok kuchi I Om qonuniga ko‘ra shu nuqtalar orasidagi kuchlanishga proporsional.



54-chizma

Shuning uchun voltmetrning tokka sezgirligini va uning qarshiligi r ni bilgan holda kuchlanish U ni aniqlash mumkin. Bu kuchlanish bevosita asbob shkalasiga yozilgan bo‘ladi. Voltmetrni ulash zanjirdagi tok kuchini va kuchlanish taqsimlanishini o‘zgartirmasligi uchun voltmetrdagi tok zanjirdagi tokka qaraganda kam bo‘lishi lozim, buning uchun voltmetrning qarshiligi r zanjirning $аб$ uchastkasi qarshiligi R ga qaraganda ancha katta bo‘lishi lozim.

Om qonuni simlardagi va umuman tok naychalari o‘zgarmas kesimli silindrdan iborat bo‘lgan hollardagi tok kuchini topishga imkon beradi. Ko‘pincha tok naychalari silindr shaklida bo‘lmagan o‘tkazuvchi muhitlardagi tok kuchini hisoblashga to‘g‘ri keladi. Qoplamalari orasidagi fazo o‘tkazuvchi muhit bilan to‘ldirilgan sferik va silindrik kondensatorlar bunga misol bo‘la oladi. Bu holda (1) formulani qo‘llab bo‘lmaydi, chunki qoplama sirtining turli nuqtalari uchun l masofa turlicha, har qaysi qoplamadagi S yuz turli kattalikka ega.



55-chizma

Biroq Om qonunini boshqacha shaklda ifodalash ham mumkin, shunda u o‘tkazuvchi muhitlardagi toklar to‘g‘risidagi masalalarni yechish uchun ham yaroqli bo‘ladi.

Bir jinsli va izotrop o‘tkazuvchi muhitda uzunligi Δl bo‘lgan tok naychasi kesmasini (55-chizma) va uning bir-biriga yaqin ikkita ekvipotensial kesimlari 1 va 2 ni qarab chiqamiz. Ularning potensiallarini U_1 va U_2 orqali, kesimlar yuzining o‘rtacha kattaligini esa ΔS orqali belgilaymiz. Bu kesmaga Om qonunini va tok zichligi formulalarini tatbiq qilib, quyidagini olamiz:

$$I = J\Delta S = \frac{U_1 - U_2}{\rho(\Delta l / \Delta S)}.$$

yoki ΔS ga qisqartirib va muhitning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi kattaligi $\lambda = 1/\rho$ ni kiritib:

$$J = \lambda \frac{U_1 - U_2}{\Delta l} = -\lambda \frac{U_2 - U_1}{\Delta l} = -\lambda \frac{\Delta U}{\Delta l}$$

ni hosil qilamiz. Bu oxirgi formula juda aniq bo‘lishi uchun $\Delta l \to 0$ da limitga o‘tish lozim, chunki faqat mana shu holdagina naychaning qaralayotgan kesmasini silindrik deb hisoblash va unga $R = \rho l / S$ ni tatbiq qilish mumkin. Ammo:

$$\lim_{\Delta l \to 0}\left(-\frac{\Delta U}{\Delta l}\right) = -\frac{dU}{dl} = E. \quad (3)$$

Bunda $\vec{E}$ -o‘tkazgich ichidagi elektr maydon kuchlanganligi. Keyin $\vec{J}$ va $\vec{E}$ ning vektor ekanligini va izotrop muhitlar ichida ular bir xil yo‘nalganligini hisobga olib, pirovardida quyidagini olamiz:

$$\vec{J} = \lambda\vec{E}. \quad (4)$$

Bu munosabat Om qonunining differensial shakli deb ataladi. Buning Om qonunining integral shaklidan farqi shundaki, unda bir nuqtaning o‘zidagi elektr holatini xarakterlovchi kattaliklar bor.

Anizotrop muhitlarda, masalan, ko‘pgina kristallar shunday muhit bo‘ladi, umuman olganda $\vec{J}$ va $\vec{E}$ yo‘nalishlar mos tushmaydi. Bu holda (4) formula o‘rniga ancha murakkabroq ifoda olinadi. Bu qonun vaqt bo‘yicha o‘zgaradigan jarayonlar uchun, anizatrop muhitlar uchun o‘rinlidir. Chunki, anizatrop muhitlarda elektr o‘tkazuvchanlik tokning yo‘nalishiga bog‘liq bo‘ladi. U vaqtda bu skalyar bo‘lmay, balki tenzordan iborat bo‘lib keyingi tenglama tenzor tenglamaga aylanadi. $\vec{J}$ va $\vec{E}$ vektorlar bir biriga parallel bo‘lmay quyidagi munosabatga bo‘ysunadi. Masalan J_x uchun quyidagicha munosabat o‘rinli:

$$J_x = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{yy}E_y + \sigma_{zz}E_z$$

J_y va J_z uchun ham xuddi shu kabi bo‘ladi.

Begona kuchlarning kuchlanganini hisobga olsak,

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}^{beg}). \quad (5)$$

(4) kiruvchi $\vec{E}$ maydon tok borligida o‘tkazuvchi muhit ichidagi maydondan iborat. Biroq shuni ko‘rsatish mumkinki, agar o‘tkazuvchi muhit bir jinsli bo‘lsa, u holda amaliy ahamiyatga ega bo‘lgan barcha qiziq hollarda bu maydon elektrostatik maydon $\vec{E}_{st}$ bilan mos tushadi, ya’ni elektrodlar orasida o‘tkazuvchi muhit o‘rnida vakuum bo‘lib, kuchlanish tok mavjudligidagi kuchlanish kabi bo‘lganda, o‘sha

elektrodlar orasida mavjud bo‘ladigan maydon bilan mos tushadi. Bundan bir jinsli o‘tkazgichda elektrostatik maydonning kuch chiziqlari tok chiziqlari bilan mos tushishi kelib chiqadi (Kalashnikov Elektr 2-qo‘shimcha).

Joul-Lens qonuni bo‘yicha, doimiy tok zanjirining uchastkasidan tok o‘tganda uzluksiz ravishda issiqlik ajralib chiqib turadi. t vaqt ichida o‘tkazgichdan ajralib chiqqan issiqlik miqdori Q quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$Q = I^2 Rt\,. \qquad (6)$$

Joul-Lens qonuni EYuK ga va qarshilikka ega bo‘lgan zanjir uchun Om qonunini chiqarishga imkon beradi (energiyaning saqlanish qonuning natijasi sifatida). Haqiqatdan ham (6) ni hisobga olsak, va uni q ga bo‘lsak, birlik zaryad o‘tgan vaqtda ajralib chiqqan issiqlik miqdori son jihatidan IR ga teng bo‘ladi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko‘ra bu issiqlik birlik zaryadni ko‘chirishdagi barcha kuchlarning bajargan ishiga tengdir:

$$IR = \varphi(B) - \varphi(C) + \varepsilon. \qquad (7)$$

EYuKga ega bo‘lgan zanjir qismi uchun chiqadigan Om qonunidan bevosita tarmoqlanmagan yopiq zanjir uchun Om qonuni kelib chiqadi. Agar formula (7) ni $\varphi(B) = \varphi(C)$ deb olsak , biz konturning dastlabki holatiga qaytgan bo‘lamiz. To‘la qarshilikni R deb belgilasak , ichki qarshilikni r bilan belgilasak , quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$I(R + r) = \varepsilon. \qquad (8)$$

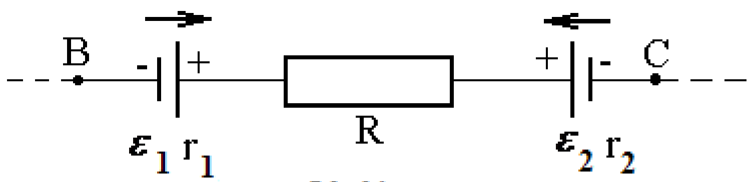
(7) va (8) formulalardagi yig‘indi EYuK ni bildiradi.

Ishoralarni aniqlaymiz. Manbai EYuK ga musbat ishora agar qandaydir o‘rash yo‘nalishi boshlang‘ich nuqta B dan oxirgi nuqta C gacha yo‘nalish bilan mos kelsa, ya’ni begona kuchlarning kuchlanganlik yo‘nalishi o‘rash yo‘nalishi bilan mos kelsa va manfiy ishora aks holda, ya’ni begona kuchlarning kuchlanganlik yo‘nalishi o‘rash yo‘nalishi bilan teskari bo‘lsa (begona kuchlarning kuchlanganlik yo‘nalishi manba ichida manfiy elektroddan musbatga yo‘nalgan hol).

Tok kuchi ishorasi musbat zaryadlarning yo‘nalishiga bog‘liq bo‘ladi: o‘rash musbat yo‘nalish bo‘yicha bo‘lsa $(I > 0)$ yoki unga qarshi $(I < 0)$ 56-chizmada ko‘rsatilgan uchastka uchun, bu yerda strelkalar begona kuchlar manbalaridagi kuchlanganliklar yo‘nalishini ko‘rsatadi. U vaqtda Om qonuni quyidagicha yoziladi:

$$I(R + r_1 + r_2) = \varphi(B) - \varphi(C) + \varepsilon_1 + \varepsilon_2. \qquad (9)$$

Agar R, r_1, r_2 va $\varphi(B), \varphi(C), \varepsilon_1, \varepsilon_2$ larning son qiymatlarini qo‘yganda $(I > 0)$ bo‘lsa, u vaqtda tok musbat yo‘nalishiga qarshi oqadi, ya’ni C nuqtadan B nuqtaga o‘tadi.



56-chizma

Om qonuni o‘rganganimizda ($J = \sigma E$) biz bir jinsli o‘tkazgichlar bilan chegaralandik. Bu hol bir jinsli bo‘lmagan va bitta o‘tkazgichdan ikkinchi o‘tkagichga o‘tuvchi qatlam uchun o‘rinli emas. Bu tenglamaga ko‘ra, $J = 0$ bo‘lganda $E = 0$ bo‘lishi kerak. Haqiqatda esa muvozanatni saqlash uchun (bu degani tok bo‘lmasligi uchun) bir jinsli bo‘lmagan sohada maydonning kuchi noldan farq qilishi kerak. Bunday joyda maydon kuchi E tok hosil qilishning birdan bir sharti bo‘la olmaydi. Aksincha, shunday kuchlar bo‘lishi kerakki, ular o‘tkazgichda tokni hosil qilsin. Bu kuchlarni hisobga olish uchun yangi vektor $E^{(e)}$ ni kiritamiz va Om qonuniga umumiy ko‘rinish beramiz:

$$J = \sigma(E + E^{(e)}). \qquad (10)$$

$E^{(e)}$ -ni begona kuch deb ataymiz, demak bu vektor tegishli joydagi bir jinslimaslik bilan bog‘liqdir va E kuch bilan birga (10) ga ko‘ra tok zichligini hosil qiladi. Bizni

$E^{(e)}$ ni kiritishimiz fenomenologik nazariya uchun yetarli bo‘lsada, uning hosil bo‘lish mexanizmini bir necha hollarda qarab chiqamiz.

Agar o‘tkazgich sifatida kuchli elektrolitning (HCl) suvdagi eritmasini olib, bir jinsli moslik sifatida uning konsentratsiyasini olsak $E^{(e)}$ ni paydo bo‘lishi aniq bo‘lib qoladi. Faraz qilaylik, maydon yo‘q. U vaqtda diffuzion jarayon boshlanadi va u konsentratsiyadagi farqni tenglashtirishga harakat qiladi. Elektrolit (H^+ va Cl^-) parchalanadi va ular bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan holda diffuziyalanadi. H^+ - ionlarining harakatchanligi va diffuziya tezligi Cl^- - ionlarining harakatchanligi va diffuziyasi tezligiga nisbatan katta. Natijada konsentratsiyaning kamayish tomoniga qarab elektr toki hosil bo‘ladi (kichik konsentratsiya H^+ - ionlarini, Cl^- ionlariga nisbati). Ko‘rinib turibdiki, bu holda begona kuch $E^{(e)}$ paydo bo‘lishining sababi diffuzion harakatdir. Bu tok eritmaning siyraklangan qismiga musbat zaryad, konsentratsiyalangan qismga - manfiy zaryad beradi; natijada shunday yo‘nalishdagi elektr maydoni paydo bo‘ladiki, H^+ zarrachalarning diffuziyasi tormozlanadi, Cl^- - ionlarining diffuziyasi aksincha tezlantiriladi. Natijada shunday elektr muvozanat vujudga keladiki, bu vaqtda ikki turdagi ionlarning diffuziyasi tezligi o‘rtasidagi farq hosil bo‘lgan maydon bilan muvozanatlashadi. U vaqtda bu tok bo‘lmaganda ham elektr holatga ega bo‘lamiz: elektr maydoni E hosil bo‘ladi u begona kuchlar $E^{(e)}$ ni muvozanatlaydi:

$$E + E^{(e)} = 0.$$

O‘tkazuvchi muhitlardagi tok kuchini hisoblashda quyidagicha ish tutiladi. Dastavval elektrodlar orasidagi berilgan kuchlanishga qarab o‘tkazuvchi muhit ichidagi maydon kuchlanganligi aniqlanadi, ya’ni elektrostatika masalasi yechiladi va so‘ngra Om qonunining integral ko‘rinishidan foydalanib, muhitning har bir nuqtasidagi tok zichligi J aniqlanadi. So‘ngra elektrodlardan birini butunlay o‘rab olgan biror S sirtni masalaning simmetriya shartlariga to‘g‘ri keladigan qilib tanlash lozim.

Sirqish mavjud bo'lgan sferik kondensator. Qoplamalarining orasidagi fazo solishtirma elektr o'tkazuvchanligi λ bo'lgan modda bilan to'ldirilgan sferik kondensator berilgan bo'lsin. Uning elektr maydonining potensiali U :

$$U = U_0 \frac{1/a - 1/r}{1/a - 1/b}.$$

Bu formuladagi qoplamalar orasidagi potensiallar farqi:

$$U_0 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right),$$

formula bilan ifodalanadi. Bundan maydon kuchlanganligini topamiz:

$$E = -\frac{dU}{dr} = \frac{U_0}{1/a - 1/b}\frac{1}{r^2}. \quad (11)$$

Shuning uchun markazdan r masofada tok zichligi quyidagiga teng:

$$J = U_0 \frac{\lambda}{1/a - 1/b}\frac{1}{r^2}. \quad (12)$$

Mazkur holda $I = \int_S J_n dS$ dagi S sirt sifatida qoplamalar orqali o'tadigan biror r radiusli sferani tanlasak qulay bo'ladi. Unda $J_n = J$, bundan tashqari sferaning hamma nuqtasida J o'zgarmas. Shuning uchun

$$I = JS = U_0 \frac{\lambda}{1/a - 1/b}\frac{1}{r^2}4\pi r^2 = \frac{4\pi\lambda}{1/a - 1/b}U_0. \quad (13)$$

Kondensator orqali o'tayotgan tok kuchi zanjirning bir qismi uchun Om qonuniga asosan qoplamalar orasidagi U_0 kuchlanishga proporsional. Kondensatorning elektr o'tkazuvchanligi Λ quyidagiga teng:

$$\Lambda = \frac{I}{U_0} = \frac{4\pi\lambda}{1/a - 1/b}. \quad (14)$$

Shu formula yordamida sferik kondensatordagi sirqish toki I ni va sirqish qarshiligi $R = 1/\Lambda$ ni hisoblash mumkin.

Sferik va silindrik kondensatorlarning elektr o‘tkazuvchanligi Λ uchun olingan ifodalarini sig‘im C uchun olingan ifodalar bilan taqqoslab bu kattaliklarning nisbati:

$$\frac{C}{\Lambda} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\lambda}, \quad (15)$$

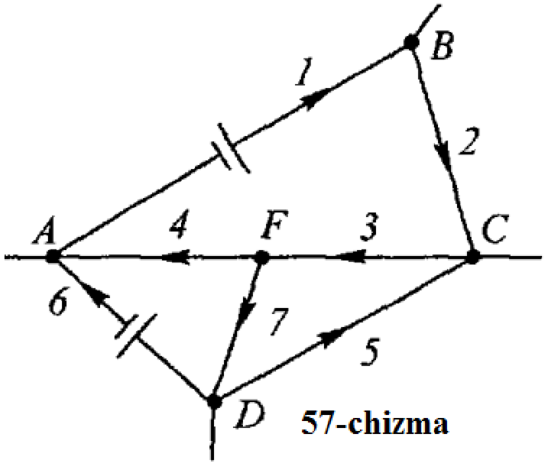
bo‘lishini ko‘ramiz.

Bu nisbat ikkala tipdagi kondensator uchun bir xil bo‘lib, faqat elektrodlar orasidagi muhitga bog‘liq. Bu natija bir-biriga nisbatan har qanday joylashgan ixtiyoriy shakldagi o‘tkazgichlar uchun ham o‘rinli.

Olingan natija to‘g‘ri bo‘lishi uchun muhitning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi λ o‘tkazgichlarning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligidan ancha kichik bo‘lishi lozim. Ko‘pgina hollarda (15) formula foydali. Masalan, agar bir juft o‘tkazgichning sig‘imini aniqlash lozim bo‘lsa, unda ularning sig‘imini bevosita o‘lchash o‘rniga (sig‘im kattaligi kichik bo‘lganda uni o‘lchash oson ish emas) o‘tkazgichlarni λ si ma’lum bo‘lgan muhitga joylashtirish va elektr o‘tkazuvchanlikni o‘lchash, shundan keyin (15) formulaga ko‘ra ular sig‘imini topish mumkin. Va aksincha, olingan ifoda elektr o‘tkazuvchanlikni o‘lchash ishini sig‘imni o‘lchashga olib kelishga imkon beradi.

30 §. Tarmoqlangan zanjirlar. Kirxgof qoidalari.

Biz shu paytgacha bitta yopiq konturdan iborat bo‘lgan zanjirni ko‘rib keldik. Endi murakkabroq zanjirlarni ko‘rib chiqamiz. Bunday ko‘rinishdagi zanjir 57-chizmada tasvirlangan. Bu yerda tarmoqlanish nuqtalari A, B, C, D, F bo‘lib, uch va undan ko‘p simlar kesishadi. Tarmoqlanish nuqtalari orasida zanjirning 1,2,…,7 uchastkalari bo‘lib, ular muayyan $R_1, R_2, \ldots, R_7$ qarshiliklarga ega va ularda $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_7$ EYuKlar bo‘lishi mumkin Tasvirlangan bu kontur ham o‘z navbatida boshqa bundan murakkabroq zanjir tarkibiga kirishi mumkin. Uchastkalarning qarshiliklari va ulardagi EYuKlar berilgan deb hisoblaymiz. Masala zanjirning hamma uchastkalaridagi tok kuchini hisoblashdan iborat. Biror tarmoqlanish nuqtasi, masalan, F nuqtani qarab chiqamiz. Bu nuqtada uchta uchastka (3, 4 va 7) tutashadi, ulardagi tok $I_3, I_4 va I_7$. Bu toklarga tegishlicha ishoralar qo‘yamiz: agar ular tarmoqlanish nuqtasiga kelayotgan bo‘lsa I_3 musbat deb hisoblaymiz, agar ular undan $I_4 va I_7$ ketayotgan bo‘lsa, manfiy deb hisoblaymiz.



57-chizma

Toklar ishorasini tanlash ixtiyoriy va aksincha, biz tugunga kelayotgan toklarni manfiy, tugundan ketayotgan toklarni musbat deb hisoblashimiz ham mumkin edi. $I_3 - I_4 - I_7$ toklarning algebraik yig‘indisi vaqt birligi ichida tugunga kelayotgan zaryaddan iborat. Agar mazkur zanjirda toklar o‘zgarmas bo‘lsa, unda bu toklarning yig‘indisi nolga teng, aks holda qaralayotgan nuqtaning potensiali vaqt o‘tishi bilan o‘zgaradi, demak, zanjirdagi toklar ham o‘zgaradi. Har qanday tarmoqlanish nuqtasiga nisbatan o‘rinli va shuning uchun har qanday tarmoqlanish nuqtasi uchun :

$$\sum I_k = 0. \quad (1)$$

Bu formula Kirxgofning birinchi qoidasini ifodalaydi: ***zanjirning har qanday tarmoqlanish nuqtasida uchrashuvchi tok kuchlarining algebraik yig‘indisi nolga teng.***

Endi tarmoqlangan zanjirda biror yopiq kontur, masalan, ABCFA konturni ajratamiz (57-chizma). Uning alohida uchastkalariga Om qonunini qo‘llash mumkin. U holda A va B nuqtalarning potensiallar farqi uchun quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$U_{AB} = U_A - U_B = I_1 R_1 - \varepsilon_1.$$

Shunga o‘xshash boshqa uchaskalar uchun:

$$U_B - U_C = I_2R_2 - \varepsilon_2$$

$$U_C - U_F = I_3R_3 - \varepsilon_3$$

$$U_F - U_A = I_4R_4 - \varepsilon_4$$

bo‘ladi. Bu tenglamalarni hadma-had qo‘shib, chap qismlarining yig‘indisi nolga teng ekanligini topamiz, bundan:

$$I_1R_1 + I_2R_2 + I_3R_3 + I_4R_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4.$$

Har qanday yopiq kontur uchun shunga o‘xshash munosabat olamiz, shuning uchun:

$$\sum I_nR_n = \sum \varepsilon_n. \quad (2)$$

Yozilgan munosabat Kirxgofning ikkinchi qoidasini ifodalaydi. Agar tegishli uchastkadagi EYuK nolga teng bo‘lsa, IR ko‘paytmaning har biri shu uchastka uchlari orasida mavjud bo‘ladigan potensiallar farqini belgilaydi, ya’ni bu ko‘paytma (IR) shu uchastkadagi kuchlanish tushuvi bo‘ladi. Shuning uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasini quyidagi tarzda bayon qilish mumkin: ***har qanday yopiq kontur uchun barcha kuchlanishlar tushuvining yig‘indisi shu konturdagi barcha elektr yurituvchi kuchlarning yig‘indisiga teng.***

Kirxgof qoidalari, elektr maydonning yangi xossalarini ifodalamaydi. Ma’lumki, birinchi qoida statsionarlik shartining o‘zginasidir. Ikkinchi qoida esa yopiq kontur bo‘yicha elektr kuchlanish nolga tengligidan kelib chiqadi, demak, bu qoida elektrostatik maydonning asosiy xossalarining natijasidir, unga ko‘ra yopiq kontur bo‘yicha zaryad harakatlanishida bajarilgan ish nolga teng. Ammo Kirxgofning ikkala qoidasi ham tarmoqlangan zanjirlarga doir masalalarni yechishda juda foydalidir.

31-§.Tashqi zanjirdagi quvvat va tok manbaining foydali ish koeffitsiyenti.

Endi tok manbai energiyasidan foydalanish haqidagi muhim amaliy masalani qarab chiqamiz. EYuK va ichki qarshiligi r bo‘lgan biror manba qarshiligi R bo‘lgan tashqi zanjirga ulangan bo‘lsin. Bunda tashqi zanjirda P_a quvvat ajraladi. U quvvat:

$$P_a = UI = RI^2 = \varepsilon^2 \frac{R}{(R+r)^2}$$

ga teng. Bizda berilgan manba yordamida tashqi zanjirda olish mumkin bo‘lgan maksimal quvvat $(P_a)_{maks.}$ ga erishish istagi bo‘lsin. Buning uchun tashqi qarshilik R ni o‘zgartiramiz. Endi P_a ifodasini R bo‘yicha differensiallab va birinchi hosilani nolga tenglashtirib, maksimal quvvatga mos keluvchi $R = R_m$ qiymatni olamiz. Bu quyidagicha bo‘ladi:

$$\frac{dP_\alpha}{dR} = \varepsilon^2 \frac{r^2 - R_m^2}{(r+R_m)^4} = 0.$$

Bundan r va R doim musbat ekanligini hisobga olib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$R_m = r_n$$

Agar tashqi zanjirning qarshiligi manbaning ichki qarshiligiga teng bo‘lsa, tashqi zanjirda ajraladigan quvvat eng katta qiymatga erishadi. Bunda zanjirdagi tok $\varepsilon/2r$ ga, ya’ni qisqa tutashuv tokining yarmiga teng, quvvatning mumkin bo‘lgan eng katta qiymati:

$$(P_\alpha)_{maks} = \varepsilon^2/4r.$$

Biroq tok manbalaridan amaliy foydalanishda faqat quvvatgina muhim bo‘lmay, shu bilan birga ularning foydali ish koeffitsiyentlari (F.I.K.) ham muhim ahamiyatga ega. Manba tashqi zanjirga ishlayotganda tok manba ichidan ham o‘tadi va shuning uchun quvvatning bir qismi manba ichida issiqlik ajralishiga sarf bo‘lib, isrof bo‘ladi. Bu quvvat:

$$P_i = rI^2$$

bo‘ladi, u holda manbaning to‘la quvvati:

$$P = RI^2 + rI^2 = \varepsilon I \ .$$

Shuning uchun manbaning F.I.K.:

$$\eta = \frac{P_\alpha}{P} = \frac{U}{\varepsilon}.$$

Hamma vaqt $U \leq R$ bo‘lgani uchun $\eta \leq 1$ bo‘ladi. P_a va η ning manbadan olinayotgan tok kuchi I- ga qanday bog‘liqligini mufassalroq qarab chiqamiz. Foydali quvvat P_a ni quyidagi ko‘rinishda ifodalash mumkin:

$$P_\alpha = P - P_i = \varepsilon I - rI^2,$$

I o‘zgarishi bilan P_a parabolik qonun bo‘yicha o‘zgaradi. Agar

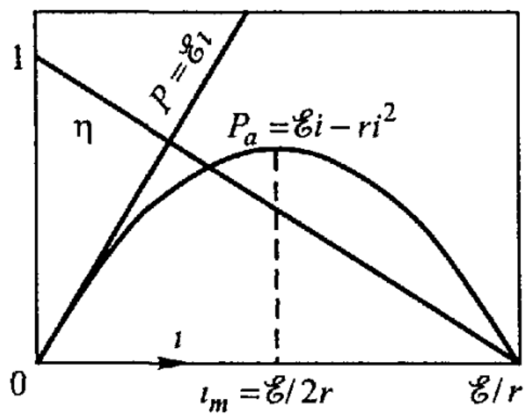
$$I(\varepsilon - rI) = 0$$

bo‘lsa P_a nolga aylanadi. Bu esa tokning ichki qiymatini beradi.

$$I_1 = 0 \qquad I_2 = \varepsilon / r_0$$

Birinchi yechim zanjir ochiqligiga (R≫ r) mos keladi, ikkinchi yechim esa qisqa tutashuvga (R≪ r) mos keladi. F.I.K. ning tok kuchiga bog‘liqligi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\eta = \frac{P_\alpha}{P} = \frac{\varepsilon I - rI^2}{\varepsilon I} = 1 - \frac{r}{\varepsilon} I \ .$$



58-chizma

Zanjir ochiq bo‘lgan holda F.I.K. eng katta qiymatga erishadi, ya’ni η = 1 So‘ngra chiziqli qonun bo‘yicha kamayib borib, qisqa tutashuvda nolga aylanadi.

P, P_a va η ning tok kuchiga bog‘liqligi 58-chizmada grafik tarzda tasvirlangan.

Bundan eng katta foydali quvvat P_a va eng katta F.I.K. ni olish shartlari birgalikda bajarilmasligini ko‘ramiz. P_a eng katta qiymatga erishganda tok kuchi $\varepsilon/2r$ va F.I.K. $\eta = 1/2$ yoki F.I.K. 50% ga teng.

η birga yaqin bo’lganda foydali quvvat P_a mazkur manba erisha oladigan maksimal quvvat $(P_a)_{maks}$ ga qaraganga kam. Elektr kuch qurilmalarida yuqori F.I.K. olish muhim talablardan hisoblanadi. Buning uchun:

$$\frac{rI}{\varepsilon} = \frac{rI}{(R+r)I} = \frac{r}{R+r} << 1.$$

Bo’lishi kerak, ya’ni manbaning ichki qarshiligi r nagruzka (tarmoq) ning qarshiligi R ga qaraganda kichik bo’lishi lozim. Bunda manba ichida ajraladidan quvvat P_i nagruzkalari foydali quvvat P_a ga qaraganda kichik bo’ladi.

Qisqa tutashuv holida, yuqorida ko’rganimizdagi kabi, $P_a = 0$ va quvvatning hammasi manba ichida ajraladi, bu esa manbaning ichki qismlarini qizdirishi va uni ishdan chiqarishi mumkin. Shu sababli, qudratli (katta quvvatli) manbalar (dinamomashina, akkumulyatorlar batareyasi) da qisqa tutashuvga yo’l qo’ymaslik kerak.

32 §. Elektr maydon uchun energiyaning saqlanish qonuni.

Energiyaning saqlanish qonuni tabiatning umumiy qonunidir, shuning uchun u elektr hodisalariga ham tatbiq qilinadi. Elektr maydonda energiyaning aylanishini tahlil qilishda ikki holda ajratish qulay bo’ladi: 1) o’tkazgichlar zaryadi o’zgarmaydi (ya’ni o’tkazgichlar izolyatsiyalangan) va 2) o’tkazgichlar potensiali o’zgarmaydi (o’tkazgichlar tok manbalariga ulangan). Dastavval ikkinchi holni qarab chiqamiz.

Biz jismlar sistemasi (o’tkazgichlar va dielektriklar) ga egamiz, deb faraz qilamiz va bu jismlarga iloji boricha cheksiz kichik va cheksiz sekin (kvazistatik) ko’chishlarga imkon beramiz. Jismlar temperaturasini o’zgartirmasdan saqlab turamiz, buning uchun agar issiqlik ajralayotgan bo’lsa, olib ketiladi, agar issiqlik yutilayotgan bo’lsa, unga issiqlik berib turiladi. Dielektriklar izotrop, kam siqiladigan va mos ravishda ularning zichligi doimiy deb hisoblaymiz. Bu hollarda jismlarning elektr maydon bilan bog’liq bo’lmagan ichki energiyalari qiymati o’zgarmaydi. Bundan tashqari, dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi ham (ular zichlik va temperaturaga bog’liq) doimiyligicha qoladi. Qaralayotgan sistemada energiyaning qanday aylanishi sodir bo’lishini ko’rib chiqamiz.

Elektr maydonda turgan har qanday jismga kuchlar ta’sir qilinadi. Bu kuchlarni ba’zan maydonning *ponderomotor* kuchlari deyiladi, ular jismlar ichidagi zaryadlarga ta’sir qiluvchi, kelib chiqishi bo’yicha noelektrostatik bo’lgan elektr yurituvchi kuchlardan farqli kuchlardir. Jismlar cheksiz kichik masofaga ko’chganda maydonning ponderomotor kuchlari cheksiz kichik miqdor ish bajaradi, uni biz δA orqali belgilaymiz.

Elektr maydon ma’lum energiyaga ega bo’lishini ko’rgan edik. Agar jismlar ko’chadigan bo’lsa, ular orasidagi elektr maydon o’zgaradi, binobarin, uning energiyasi ham o’zgaradi. Jismlar cheksiz kichik masofaga ko’chganda maydon energiyasi ortishini dW orqali belgilaymiz.

O’tkazkichlar ko’chganda ularning o’zaro sig’imi o’zgaradi, shuning uchun ularning potensiali doimiyligicha qolishi uchun o’tkazgichlarga yo biror miqdor zaryad berish kerak, yo olish kerak. Unda har qaysi tok manbai $\varepsilon dq = \varepsilon I dt$ miqdor ish bajaradi, bunda ε - manbaning EYuK *I*-undagi tok kuchi; dt − ko’chish vaqti. Bunda qaralayotgan jismlar sistemasida elektr toklar paydo bo’ladi va uning har qaysi qismida tegishlicha $I^2 r dt$ Joul − Lens issiqligi ajraladi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko’ra, barcha tok manbalarning bajargan ishi elektr maydonning mexanikaviy energiyasi + elektr maydon energiyasining ortishi + Joul−Lens issiqligiga teng bo’lishi lozim:

$$\sum \varepsilon I dt = \delta A + dW + \sum I^2 r dt. \qquad (1)$$

Agar hamma o’tkazgichlar va dielektriklar qo’zg’almas bo’lsa unda $\delta A = dW = 0$ va tok manbalarining hammasi bajargan ish issiqlikka aylanadi.

Endi o'tkazgichlar zaryadi o'zgarmaydigan holni qarab chiqamiz. Bu yerda tok manbalari qaralayotgan sistemaga kirmagani tufayli (1) formulaning chap qismi nolga teng bo'ladi. Bundan tashqari, Joul−Lens issiqligi (u jismlar ko'chganida ulardagi zaryadlarning qayta taqsimlanishi natijasida ajralishi mumkin) odatda boshqa qo'shiluvchilarga qaraganda hisobga olmasa bo'ladigan darajada kam. Unda energiyaning saqlanish qonuni quyidagini beradi:

$$\delta A + dW = 0. \quad (2)$$

Bu holda elektr maydonning mexanikaviy ishi elektr maydon energiyasining kamayishiga teng.

Ko'pgina hollarda elektr maydondagi mexanikaviy kuchlarni jismning ayrim qismlariga maydon ta'sirini qarab chiqib o'tirmay, bevosita energiyaning saqlanish qonunidan foydalanib hisoblash ancha oson. Buning uchun quyidagicha yo'l tutiladi. Agar maydondagi biror jismga ta'sir qiluvchi F kuchni topish talab qilinsa, unda bu jism biror kichik dr ga ko'chadi deb faraz qilinadi. Unda no'malum kuchning ishi:

$$Fdr = F_r dr,$$

bo'ladi. So'ngra bu ko'chish bilan bog'liq bo'lib, qolgan hamma energiya o'zgarishlar hisoblanadi va shundan keyin energiyaning saqlanish qonuni (1) yoki (2) dan dr yo'nalishga, noma'lum kuchning proyeksiyasi topiladi. Qaralayotgan ko'chishlarni koordinata o'qlariga parallel qilib tanlab, kuchlarning shu o'qlar bo'yicha tashkil qiluvchilarini topish mumkin, demak, noma'lum kuchning kattaligi va yo'nalishini aniqlash mumkin.

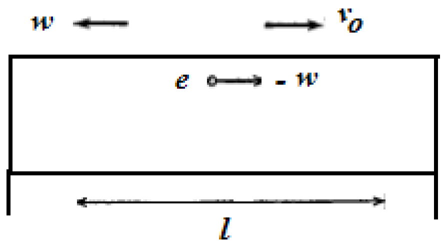
V bob. TURLI MUHITLARDA ELEKTR TOKI.

33 §. Metallarda elektr o'tkazuvchanlikning tabiati.

Metallarda elektr o'tkazuvchanlik. Metallardagi elektr toki erkin elektronlarning harakatidan iborat bo'lib, metallarning ionlari elektr zaryadini ko'chirishda ishtirok etmaydi. Agar elektr tokida ionlar harakatlanganda edi, u holda metallarda elektr toki hosil bo‘lganda albatta metall moddasi ko‘chgan bo‘lar edi. Bunday hodisaning bo‘lishi mumkinmi yoki yo‘qmi ekanini tekshirish uchun bir qancha tajribalar o‘tkazildi. Bu tajribalardan biri nemis olimi Rikkening ***tajribasi***. Rikke 1901 yilda bir-birining ustiga qo‘yilgan uch silindr - mis, alyuminiy, mis silindrlar orqali bir yil davomida tok o‘tkazib qo‘ydi. Silindrlar orqali o‘tgan zaryad 3,5 million kulonga teng ulkan qiymatlarga yetgan bo‘lsa ham, metallarning hech qanday bir-biriga o‘tishi namoyon bo‘lmagan va silindrlarning og‘irliklari $\pm 0.03 мг$ gacha aniqlikda o‘lchangan. Rike tajribalarining natijalari metallarda zaryad tashish atomlar bilan emas, balki barcha metallar tarkibiga kiruvchi qandaydir zarralar vositasida amalga oshishidan darak beradi. Bunday zarralar 1897 yilda Angliyalik olim Tomson tomonidan kashf qilingan elektrondir. Bu kashfiyotlar uchun 1906 yilda Tomson A. Nobel mukofotiga sazovar bo‘lgan. Bu metallarda elektr zaryadi tashuvchi bo’lib, elektronlar ekanligini tajribada isbot kilish kerak edi.

Metallarda tok tashuvchilar aynan elektronlar ekanligini ko‘rsatish uchun tashuvchilarning solishtirma zaryadi kattaligini hamda ishorasini aniqlash kerak edi.

Agar metallarda oson siljiy oladigan zaryadlangan zarralar mavjud bo‘lsa, u holda metall o‘tkazgich tormozlangan vaqtda bu zarralar ma’lum vaqt davomida inersiyasi bo‘yicha harakatini davom ettirishi kerak, natijada o‘tkazgichda tok impulsi paydo bo‘ladi va bunda ma’lum miqdor zaryad ko‘chiriladi. O‘tkazgich dastlab v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan bo‘lsin (59-chizma). Uni w tezlanish bilan tormozlay boshlaymiz. Zaryad tashuvchilar inersiyasi bo‘yicha harakatini davom ettirib, o‘tkazgichga nisbatan -w tezlanishga ega bo‘ladi. Qo‘zg‘almas o‘tkazgichda kuchlanganligi:



59-chizma

$$E = \frac{m\omega}{e},$$

bo‘lgan elektr maydoni hosil qilib, ya’ni o‘tkazgich uchlariga:

$$U = lE = -\frac{m\omega l}{e},$$

(l - o‘tkazgich uzunligi, m - massa, e - zaryad tashuvchi) potensiallar farqini berish orqali ham zaryad tashuvchilarga xuddi shuday tezlanish berish mumkin. Bu holda o‘tkazgich bo‘ylab kuchi: $I = U / R$ bo‘lgan tok o‘tadi, bunda R - o‘tkazgich qarshiligi. Demak, dt vaqtda o‘tkazgichning har bir ko‘ndalang kesimidan:

$$dq = Idt = \frac{m\omega l}{eR} dt = -\frac{ml}{eR} \cdot d\upsilon ,$$

zaryad o‘tadi. Butun tormozlanish vaqtida:

$$q = \int_0^t Idt = -\int_{\vartheta_0}^0 \frac{ml}{eR} d\upsilon = \frac{m}{e} \cdot \frac{l\upsilon_0}{R}, \quad (1)$$

zaryad o‘tadi. Bunda, q, l, υ_0, R larning qiymatini o‘lchash mumkin. Shunday qilib o‘tkazgichni tormozlab va bu holda zanjirdan o‘tadigan zaryadni o‘lchab, zaryad tashuvchilarning solishtirma zaryadini aniqlash mumkin. Tok impulsining yo‘nalishi zaryad tashuvchining ishorasini belgilaydi.

1913 yilda ***L.I.Mandelshtam va N.D.Papaleksi*** tomonidan sifat tajribalari o‘tkazildi. Ular o‘z o‘qi atrofida aylanma tebranishlar qilayotgan simli g‘altakda haqiqatan ham o‘zgaruvchan tok vujudga kelishini aniqladilar. Tok impulsi hisobiga hosil bo‘lgan tovushni eshitish uchun g‘altakning uchiga telefon uladilar. Bu tajribani Lorens tavsiya qildi va 1916 yilda amerikalik olimlar Styuart va Tolmenlar miqdoriy natijalar oldilar.

Styuart va Tolmen tajribasi. Tolmen va Styuart uzunligi 500 m o‘tkazgich o‘ralgan, juda ham ingichka bo‘lgan mis sim g‘altagini chiziqli tezligi $\upsilon = 300 m/s$ ni tashkil etadigan qilib aylanma harakatga keltirdilar. So‘ngra g‘altakni keskin tormozlantiriladi va ballistik galvonometr yordamida tormozlanish vaqtida zanjirdan oqib o‘tgan zaryad o‘lchanadi. Yerning magnit maydoni maxsus qo‘zg‘almas g‘altaklar yordamida kompensatsiyalandi. Galvonometr strelkasi og‘ishiga qarab metallarda tok tashuvchilar - manfiy zaryadlar ekanligi aniqlandi.

Zaryad miqdorining massasiga bo‘lgan nisbati (solishtirma zaryad) quyidagi mulohazalar yordamida hisoblandi:

Faraz qilaylik tormozlanishning dt vaqtida bitta zaryad tashuvchining kinetik energiyasi dw_e kattalikgacha kamaysin:

$$dw_e = \frac{m\upsilon^2}{2},$$

bu yerda m - zaryad tashuvchi massasi, υ - o‘tkazgichning chiziqli harakat tezligi, bo‘lganligi uchun:

$$dw_e = m\upsilon d\upsilon;$$

O‘tkazgichdagi hamma zaryad tashuvchilar kinetik energiyasining kamayishi:

$$dW_e = Ndw_e = Nm\upsilon d\upsilon = nSlm\upsilon d\upsilon, \quad (2)$$

bu yerda, N - o‘tkazgichdagi zaryad tashuvchilar soni, n - o‘tkazgichdagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi (birlik hajmdagi zaryad tashuvchilar soni), S - o‘tkazgichning ko‘ndalang kesim yuzasi, l - o‘tkazgichning uzunligi.

Xuddi shu vaqtning o‘zida Joul-Lens qonuniga asosan issiqlik energiyasi ajralib chiqadi:

$$dW_Q = I^2Rdt = IRIdt = IRdq = JSRdq = en\upsilon SRdq,$$

bu yerda, I - tokning oniy qiymati, R - o‘tkazgich qarshiligi, dq - dt vaqt ichida qayd qilingan o‘tkazgichdan oqib o‘tgan zaryad, $J = ne\upsilon$ - tok zichligi, e - zaryad tashuvchi, υ - zaryad tashuvchining yo‘naltirilgan harakat tezligi (berilgan holatda o‘tkazgichning harakat tezligi).

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan:

$$-dW_e = dW_Q,$$

yoki:

$$-nSlm\upsilon d\upsilon = en\upsilon SRdq,$$

uncha murakkab bo‘lmagan o‘zgartirishlardan so‘ng:

$$dq = -\frac{ml}{eR}d\upsilon .$$

Oxirgi ifodada g‘altakning aylanish tezligi υ dan 0 gacha o‘zgarishi, oqayotgan zaryad 0 dan q ning qandaydir qiymatigacha deb integrallanadi. Oqib o‘tgan zaryad q, bevosita tajribadan aniqlanadi. Natijada quyidagini topamiz:

$$q = \frac{ml\upsilon}{eR} .$$

Bundan solishtirma zaryad:

$$\frac{e}{m} = \frac{l\upsilon}{qR} . \qquad (3)$$

O‘ng tomondagi barcha qiymatlar bevosita tajribadan aniqlanadi. (3) formula bilan hisoblangan zaryad tashuvchilar solishtirma zaryadining qiymati elektronlar uchun e/m ga juda yaqin ekanligini ko‘rsatadi. Styuart va Tolmen o‘z tajribalarida mis, kumush va alyuminiyda tajribalar o‘tkazib quyidagi natijalarni oldilar: $\frac{e}{m} = 1.6 \cdot 10^{11} C/kg$ mis uchun, $\frac{e}{m} = 1.49 \cdot 10^{11} C/kg$ kumush uchun. $\frac{e}{m} = 1.54 \cdot 10^{11} C/kg$ alyuminiy uchun. Shunday qilib, metallarda tok tashuvchilar elektronlar ekanligi eksperimental tasdiqlandi.

Metallarda juda kichik potensiallar farqi bilan ham tokni yuzaga ketirish mumkin. Bu hol tok tashuvchilar – elektronlar metallar bo‘lab erkin siljiy oladi deb aytishga asos bo‘ladi. Styuart va Tolmen tajribalarining natijalari ham shu xulosaga keldi. Kristall panjaralarda eng bo‘sh bog‘langan (valentli) elektronlar metall atomlaridan ajralib, metallning «kollektiv tashkil etuvchisi» bo‘lib qoladi. Agar har bir atomdan bittadan elektron ajralib qolsa, erkin elektronlarning konsentratsiyasi hajm birligidagi atomlar soniga teng bo‘ladi. n ning qiymatini hisoblaymiz. Hajm birligidagi atomlar soni $\frac{\rho}{\mu}N_A$ ga teng, bunda ρ - metallning zichligi, μ - kg- atom massasi, N_A- Avagadro soni. Metallarda erkin elektronlar konsentratsiyasi $n = 10^{28} : 10^{29} м^{-3} (10^{22} : 10^{23} sm^{-3})$ tartibdagi qiymatlar to‘g‘ri keladi.

34-§. Elektr o‘tkazuvchanlikning klassik elektron nazariyasi.

Drude nazariyasi. Moddaning turli xossalarini unda elektronlarning mavjudligi va harakati bilan tushuntirish Drude elektron nazariyasining mazmunini tashkil qiladi. Metallarning klassik elektron nazariyasida elektronlarning harakati Nyutonnning klassik mexanika qonunlariga bo‘ysunadi deb tasavvur qilinadi. Bu nazariyada elektronlarning o‘zaro ta’siri nazarga olinmaydi, elektronlarning musbat ionlar bilan o‘zaro ta’siri esa faqat to‘qnashishlar sifatida qaraladi. Bu to‘qnashishlar elektron gaz bilan kristall panjara orasida issiqlik muvozanati o‘rnatilishiga olib keladi. Boshqacha qilib aytsak, o‘tkazuvchanlik elektronlari, molekular fizikadagi ideal atomlar singari, elektron gaz deb qaraladi. Bunday elektron gaz ideal gazning barcha qonunlariga, jumladan, energiyaning erkinlik darajalari bo‘yicha tekis taqsimlanish qonuniga ham bo‘ysunishi kerak. Bu qonunga muvofiq issiqlik harakatining o‘rtacha kinetik energiyasi $kT/2$ ga teng. Erkin elektron uchta erkinlik darajasiga ega bo‘lganligi uchun bitta elektronga to‘g‘ri keladigan tartibsiz issiqlik harakati o‘rtacha energiyasi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\frac{m\bar{\upsilon}^2}{2} = \frac{3kT}{2},$$

bundan issiqlik harakati o‘rtacha tezligining qiymatini:

$$\bar{\upsilon} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad , \ (1)$$

formula orqali hisoblab topish mumkin. Xona temperaturasi uchun $\upsilon \approx 10^5 m/s$. (1) tezlik bilan boruvchi xaotik issiqlik harakatga maydon ta’sir qilganda elektronlarning biror $\bar{u}$ o‘rtacha tezlikdagi tartibli harakatlari yuzaga keladi. Bu tezlik qiymatini J tok zichligi bilan hajm birligidagi n zaryad tashuvchilar, ularning zaryadi va o‘rtacha tezlik bilan bog‘lovchi formulaga asosan baholash mumkin:

$$J = ne\bar{u}. \quad (2)$$

Mis o‘tkazgichlar uchun tok zichligining texnik normalari bo‘yicha chegaraviy qiymati $10^7 A/m^2$; $n = 10^{29} m^{-3}$ ni olib, $\bar{u} = J/ne \approx 10^{-3} m/s$ ni hosil qilamiz. Shunday qilib, hatto juda katta tok zichliklarida zaryadlar tartibli harakatining o‘rtacha tezligi ($\bar{u}$) issiqlik harakatining($\bar{\upsilon}$) o‘rtacha tezligidan 10^8 marta kam ekan.

a) Om qonuni. Drude hisobicha, kristall panjara ioni bilan navbatdagi to‘qnashuvdanoq elektronning tartibli harakat tezligi nolga teng bo‘ladi. Faraz qilaylik, maydon kuchlanganligi o‘zgarmas bo‘lsin ($\vec{E} = const$). U holda maydon tomonidan $\vec{F} = e\vec{E}$ kuch ta’siri ostida elektron $\vec{a} = e\vec{E}/m$ ga teng bo‘lgan o‘zgarmas tezlanishga ega bo‘lib, yugurishning oxirida tartibli harakat o‘rtacha tezligi:

$$u_{\max} = \frac{eE}{m}\tau \ , \quad (3)$$

qiymatga ega bo‘ladi, bunda τ - elektronning panjara ionlari bilan o‘zaro ikkita ketma-ket urilishdagi o‘rtacha vaqt. Dreyf tezlik maydonning kuchlanganligiga proporsional. Shuning uchun: $\bar{\upsilon} = bE$ deb olish mumkin bunda: $b = \frac{1}{2}\frac{e}{m}\tau$ kattalik E ga bog‘liq bo‘lmaydi, va elektronlarning harakatchanligi deb ataladi. Bu kattalik kuchlanganligi birga teng maydonda dreyf tezligiga teng. Harakatchanlikning o‘lchamliligi $m^2/V \cdot s$.

Drude elektronlarning tezliklar bo‘yicha taqsimotini hisobga olmasdan, barcha elektronlar bir xil qiymatli υ tezlik bilan harakat qiladi deb oldi. Bu taxminda $\tau = \lambda/\upsilon$ bo‘lib, bunda λ- erkin yugurish yo‘lining o‘rtacha qiymati, υ- elektronlarning issiqlik harakati tezligi. τ ning bu qiymatini (3) formulaga qo‘yamiz:

$$u_{\max} = \frac{eE\lambda}{m\upsilon}. \quad (4)$$

Yugurish vaqtida u tezlik chiziqli o‘zgaradi. Shuning uchun, uning o‘rtacha qiymati maksimal qiymatining yarmiga teng:

$$u = \frac{1}{2}u_{\max} = \frac{eE\lambda}{2m\upsilon}$$ bu ifodani (2) formulaga qo‘yib,

$$J = \frac{ne^2\lambda}{2m\upsilon}E$$ (5) ni hosil qilamiz.

Tok zichligi maydon kuchlanganligiga proporsional ekan, demak, biz Om qonunini hosil qildik. $\vec{J}$ va $\vec{E}$ orasidagi proporsionallik koeffitsienti o‘tkazuvchanlikni ifodalaydi:

$$\gamma = \frac{ne^2\lambda}{2m\upsilon} \quad \text{yoki}\ \gamma = \frac{ne^2}{2m}\tau . \qquad (6)$$

Agar elektronlar panjara ionlari bilan to‘qnashganda edi, o‘tkazuvchanlik cheksiz katta bo‘lar edi. Shunday qilib metallarning elektr qarshiliklari erkin elektronlarning metallning kristall panjara tugunlarida joylashagan ionlari bilan to‘qnashishlari natijasida yuzaga keladi.

(6) ni e’tiborga olsak (5) quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$J = \gamma E . \quad (7)$$

Bu formulaga Om qonunining differensial ko‘rinishi deyiladi.

b) Joul-Lens qonuni. Erkin yugurishning oxirida elektronlar qo‘shimcha kinetik energiyaga erishadi. Bu energiyaning o‘rtacha qiymatlari:

$$\frac{1}{2}mu_{\max}^2 = \frac{e^2\lambda^2}{2m\upsilon^2}E^2$$ ga teng bo‘ladi.

Yuqoridagi farazimizga asosan bu energiyanig hammasi panjara bilan to‘qnashishda issiqlikka aylanadi.

Vaqt birligi ichida elektron $1/\tau$ to‘qnashishlarga duch keladi va shuncha marta ko‘p issiqlik ajratadi. Har bir hajm birligida n ta elektron bo‘lgani uchun metallning hajm birligida 1 sekundda ajraladigan issiqlik miqdori Q quyidagiga teng:

$$\frac{Q}{V\tau} = \frac{1}{2}\frac{ne^2\tau}{m}E^2 .$$

(6) dan foydalansak:

$$\omega = \frac{Q}{V\tau} = \gamma E^2 = \frac{1}{\rho}E^2 , (7)$$

ni olamiz, bu yerda $\rho = 1/\gamma$ metallning solishtirma qarshiligi. Bu formula differensial shaklidagi Joul-Lens qonunini ifodalaydi.

v)Videman-Frans qonuni. Metallar elektr o‘tkazuvchanlik bilan birga issiqlik o‘tkazuvchanlikka ham ega. 1853 yilda Videman va Frans: issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffitsiyenti χ ni elektr o‘tkazuvchanlik koeffitsiyentiga nisbati bir xil temperaturada barcha metallar uchun bir xil va absolyut temperaturaga proporsional ortishini tajribalar asosida aniqladilar (Videman-Frans qonuni):

$$\chi / \gamma = aT . \quad (8)$$

a - temperaturaga bog‘liq emas.

Klassik elektron nazariya bu qonuniyatni oson tushuntiradi: o‘tkazuvchanlik elektronlari metallda harakat qilganda o‘zi bilan birga faqat elektr zaryadini emas, balki o‘zlariga xos bo‘lgan tartibsiz issiqlik harakati energiyasini ham olib o‘tadi. Metallarda elektronlar konsentratsiyasi juda yuqori va butun issiqlik amalda elektronlar vositasida amalga oshiriladi, bu jarayonda ion panjara juda kam ishtirok etadi. Shuning uchun, elektrni yaxshi o‘tkazgan metallar issiqlikni yaxshi o‘tkazadi.

Gazlar kinetik nazariyasi bir atomli ideal gazning issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffitsiyenti uchun quyidagi ifodani beradi:

$$\chi = \frac{1}{2} nk\overline{\upsilon}_T \overline{\lambda} . \quad (9)$$

Bu yerda n - hajm birligidagi atomlar soni, k - Bolsman doimiysi, $\overline{\upsilon}_T$ - issiqlik harakatining o‘rtacha tezligi, $\overline{\lambda}$ - atomlarning erkin yugurish yo‘li o‘rtacha uzunligi. Elektron gazning issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffitsiyenti uchun ham shunday formula o‘rinli bo‘lishi kerak, faqat bunda $n, \overline{\upsilon}_T, \overline{\lambda}$ kattaliklar elektron uchun bo‘lishi kerak. So‘ngra, $\overline{\lambda}$ uchun $\overline{\lambda} = \overline{\upsilon}_T \tau$ tenglikni olish mumkin. Bu yerda biz issiqlik tezligiga nisbatan dreyf tezligini hisobga olmaymiz, chunki metallarda elektronlarning harakatchanligi juda katta maydonlar uchun ham juda kichikdir $\upsilon << \overline{\upsilon}_T$. Unda (6) va (9) formulalardan quyidagini topamiz:

$$\frac{\chi}{\lambda} = \frac{1/2nk\overline{\upsilon}_T \overline{\lambda}}{1/2(ne^2/m)\tau} = \frac{mk(\overline{\upsilon}_T)^2}{e^2} .$$

$\frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{3}{2}kT$ almashtirishdan foydalanib, Videman Frans qonunini ifodalovchi:

$$\frac{\chi}{\lambda} = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2 T . \qquad (10)$$

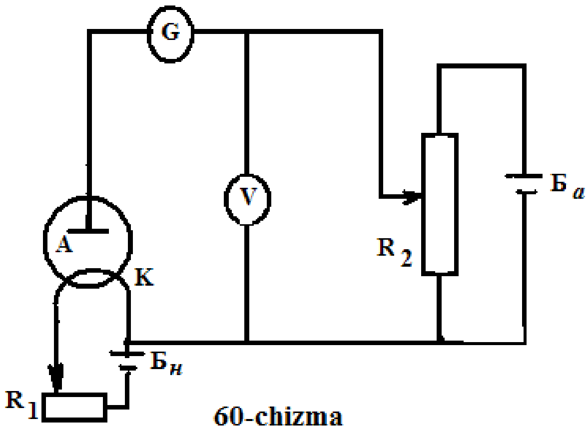
munosabatga kelamiz. $k = 1,38 \cdot 10^{-23} J/grad$ va $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$ larni o‘rniga qo‘yib,

$\frac{\gamma}{\lambda} = 2,23 \cdot 10^{-8} T$ ni hosil qilamiz.

Shunday qilib, klassik elektron nazariya metallarning elektr qarshiligi mavjudligini, Om qonuni va Joul-Lens qonunini yaxshi tushuntirib beradi. Solishtirma elektr o‘tkazuvchanlikni metallning atomar doimiyliklari orqali ifodalashga imkon beradi, issiqlik o‘tkazuvchanlik va elektr o‘tkazuvchanlik orasidagi bog‘lanishni tushuntirishga imkon beradi. Biroq ba’zi masalalarni bu nazariya asosida tushuntirib bo‘lmaydi, masalan, o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasini bu nazariya tushuntira olmaydi.

35 §. Vakuumda elektr toki.

Agar metallardagi elektronlarga energiya berilsa elektronlar chiqish ishini yengib metaldan ajralib chiqishi mumkin. Bu xodisaga elektron emissiya xodisasi deyiladi. Elektronlarga qo‘shimcha energiyani berishiga qarab termoelektron, fotoelektron, ikkilamchi elektron emisssiya va avtoelektron hodisalari deyiladi.



60-chizma

Termoelektron emissiya hodisasi. Temperatura ta’sirida metallardan elektronlarni uchib chiqishi hodisasiga termoelektron emissiya xodisasi deyiladi. Elektronlar metallarda juda ko‘p bo‘lganligidan va elektronlarni tezliklari bo‘yicha teng taqsimlanmaganligidan ya’ni tezliklari katta elektronlarni borligidan, uncha yuqori bo‘lmagan temperaturalarda ham elektronlar metallardan uchib chiqishi mumkin. Elektronlarning energiya bo‘yicha taqsimlanishi natijasida metall chegarasida potensial to‘siqni yengish uchun energiyasi yetarli bo‘lgan ma’lum miqdor elektronlar mavjud bo‘ladi. Temperatura ko‘tarilganda shunday elektronlar miqdori keskin ortadi va sezilarli bo‘lib qoladi. Termoelektron emissiya hodisasini ikki elektronli elektron lampa yordamida tushuntirish qulay.

Ikki elektronli elektron lampalarning ishlashi. Sxemaning asosiy elementi ikki elektrodli lampa hisoblanadi, uni odatda vakuumli diod deb ataladi. U ichida K katod va A anoddan iborat ikkita elektrodi bo‘lgan, havosi so‘rib olingan metall yoki tur shaklda tayyorlangan bo‘lishi mumkin. Oddiy holda, katod ingichka to‘g‘ri tola, anod esa katodga nisbatan koaksial silindr shaklida bo‘ladi (60-chizma). Katod, cho‘g‘lantiruvchi batareya $Б_н$ tomonidan hosil qilingan tok bilan qizdiriladi. Reostat R_1 yordami bilan cho‘g‘latish tok kuchini boshqarish, cho‘g‘lanish temperaturasini o‘zgartirish mumkin. Elektrodlarga $Б_a$ anod batareyasidan kuchlanish beriladi. Anod kuchlanishi U_a ning kattaligini R_2 potensiometr yordamida o‘zgartirish va V voltmetr yordamida o‘lchash mumkin (anod potensiali katod potensialidan yuqori bo‘lsa, U_a musbat hisoblanadi). Galvonometr G anod tok kuchi I_a ni o‘lchash uchun mo‘ljallangan.

Agar katod cho‘g‘lanishini birday saqlagan holda, anod tok kuchi I_a ning anod kuchlanishi U_a ga bog‘liqligi olinsa, u holda 61-chizmada tasvirlangan egri chiziq hosil bo‘ladi (turli egri chiziqlar katod temperaturasining turli qiymatlariga mos keladi). Ushbu egri chiziq volt-amper xarakteristika deb ataladi.

$U_a = 0$ bo‘lganda katoddan uchib chiqqan elektronlar uning atrofida manfiy fazoviy zaryadlar – elektron bulutlarini hosil qiladi. Bu bulut katoddan uchib chiqqan elektronlarni itaradi va ularning ko‘pchilik qismini qaytarib yuboradi. Shunga qaramasdan, uncha ko‘p bo‘lmagan elektronlar anodgacha uchib borishga muvaffaq bo‘ladi, natijada anod zanjirida kuchsiz tok oqa boshlaydi. Elektronlarning anodga tushishini to‘la to‘xtatish uchun, ya’ni I_a ni nolga teng qilish uchun, anod bilan katod orasida ma’lum kattalikdagi manfiy kuchlanish berish kerak bo‘ladi. Natijada, diodning volt-amper xarakteristikasi noldan boshlanmay, balki koordinata boshidan biroz chaproqdan boshlanadi.

Boguslavskiy - Lengmyur qonuni. U_a ning birmuncha kichik musbat qiymatlarida anod tokining kuchi $U_a^{3/2}$ ga proporsional o‘zgaradi. Nazariy jihatdan bu bog‘lanish Lengmyur va Boguslavskiylar tomonidan olingan bo‘lib, ikkidan uch qonuni yoki diod tokining anod potensialiga bog‘liqligi deyiladi:

$$I_a = CU_a^{3/2}. \quad (1)$$

Bu yerda S – elektrodlarning shakli va o‘lchamiga bog‘liq bo‘lgan kattalik. Yassi diod uchun:

$$C = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \frac{S}{d^2}\sqrt{\frac{2e}{m}}. \quad (2)$$

Bu yerda *e/m* – elektronning solishtirma zaryadi, *d* – katod va anod orasidagi masofa, *S* –katodning sirti (anod sirtiga teng), ε_0 - elektr doimiysi.

U_a ning ortishi bilan elektr maydon tomonidan anodga tomon ko‘proq sonli elektron tortiladi va nihoyat, U_a ning ma’lum qiymatida elektron bulut to‘liq tortib olinadi va katoddan uchib chiqqan barcha elektronlar anodga yetib kelish imkoniyatiga ega bo‘ladi. U_a ning keyingi ortishi, anod tok kuchini orttira olmaydi – tok to‘yinish qiymatiga erishadi.

Anod potensiali vaqt birligi ichida katod chiqarayotgan barcha elektronlar anodga borib tushadigan darajada katta bo‘lganida tok o‘zining maksimal qiymatiga erishadi va anod kuchlanishiga bog‘liq bo‘lmay qoladi. To‘yinish tokining zichligi, ya’ni katod sirtining har bir birligiga to‘g‘ri keluvchi to‘yinish toki kuchi katodning emission qobiliyatini xarakterlaydi bu kattalik katodning tabiatiga va uning temperaturasiga bog‘liq bo‘ladi.

Yassi diod uchun Bogulavskiy – Lengmyur qonunining chiqarilishini qaraylik. Fazoviy zaryad bo‘lganda katod va anod orasida potensial taqsimotini Puasson tenglamasidan topish mumkin:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{ne}{\varepsilon_0}. \qquad (3)$$

Bu yerda U – katoddan x masofadagi ixtiyoriy nuqta potensiali, ρ – shu nuqtadagi fazoviy zaryadning hajmiy zichligi, n - elektronlar konsentratsiyasi, e – elektron zaryadning absolyut kattaligi, ε_0 elektr doimiysi.

So‘ngra, diod orqali oqayotgan tokning J zichligi:

$$J = ne\upsilon. \qquad (4)$$

ga teng, bu yerda $\upsilon -$ elektronning tezligi.

Nihoyat, ixtiyoriy nuqtada elektronlarning $\upsilon -$tezligi shu nuqtadagi potensialning qiymati U bilan aniqlanadi. Haqiqatan ham diodda yuqori vakuum bo‘lgani uchun elektronlar to‘qnashmasdan harakatlanadi va shuning uchun ularning kinetik energiyasi maydon kuchlari bajargan ishga teng. Agar elektronlarning boshlang‘ich tezligi ularning maydon ta’sirida olgan tezliklariga nisbatan kichik bo‘lsa, u holda boshlang‘ich tezlikni nazarga olmaslik mumkin va u holda:

$$1/2mv^2 = eU, \qquad (5)$$

bo‘ladi bu tenglamalardan n konsentratsiya va v tezlikni yo‘qotib, biz potensial taqsimotini ifodalovchi quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = aU^{-1/2}, \qquad (6)$$

bunda:

$$a = \frac{i}{\varepsilon_0\sqrt{2e/m}}.$$

belgilash kiritilgan.

Biz potensialni katod potensialidan boshlab hisoblaganimiz uchun:

$x = 0$ bo‘lganda $U = 0$.

Bu shart masalaning birinchi chegaraviy shartidir. Masalaning ikkinchi chegaraviy shartini aniqlash uchun potensialning butun intervalda o‘zgarishi faqat fazoviy zaryad bilan cheklanadi, ya’ni katodning emissiya qobiliyati cheksiz katta deb olamiz. Bu sharoitda diod orqali tokning zichligi chekli bo‘lishi uchun katod oldida maydoning kuchlanganligi: $-\frac{dU}{dx}$ cheksiz kichik bo‘lishi kerak. Bu ikkinchi chegaraviy shartni beradi, bu shart quyidagi qo‘rinishda bo‘ladi:

$$x = 0 \text{ bo‘lganda } \frac{dU}{dx} = 0. \qquad (7)$$

Chegaraviy shartlarni qanoatlantiruvchi (4) tenglamaning yechimi quyidagicha:

$$U = \alpha x^{\beta}. \qquad (8)$$

ko‘rinishida bo‘ladi, bu yerda α va β- doimiylar.

α va β ning qiymatlari (7) ifodani (4)tenglamaga qo‘yib aniqlash mumkin. Bu quyidagini beradi:

$$a\beta(\beta-1)x^{\beta-2} = a\alpha^{-1/2}x^{-\beta/2}. \qquad (9)$$

Tenglikning har ikki tomonidagi x ning daraja ko‘rsatgichlarini va koeffitsientlarni o‘zaro tenglashtirib, quyidagini topamiz:

$$\beta = 4/_3; \qquad \alpha = (9a/4)^{2/_3}. \qquad (10)$$

Shunday qilib, potensial taqsimoti quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$U = (9a/4)^{2/3}\, x^{4/3}. \qquad (11)$$

$x = d$ qiymatda potensial anod potensiali U_a ga teng bo‘ladi. Shuning uchun:

$$U_a = (9a/4)^{2/3}\, d^4/_3. \qquad (12)$$

Bu ifoda a ning o‘rniga uning qiymatini qo‘yib va hosil qilingan tenglamani j tok zichligiga nisbatan yechib, quyidagini topamiz:

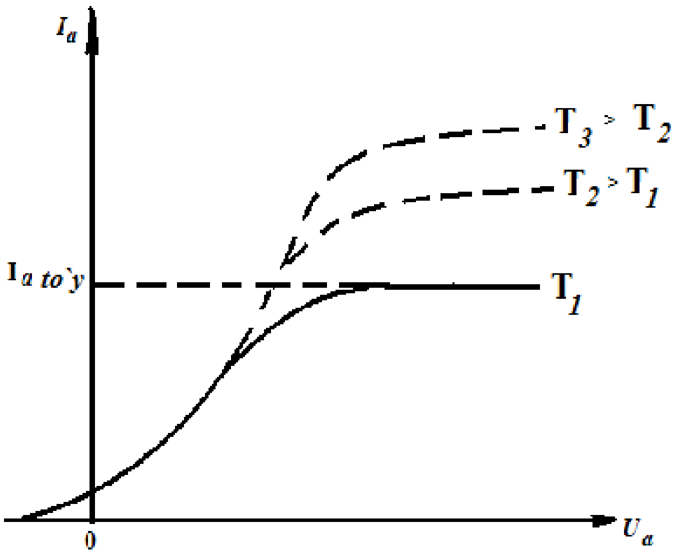
$$j = \frac{4}{9}\frac{\varepsilon_0}{d^2}\sqrt{2\frac{e}{m}}U_a{}^{2/_3}. \qquad (13)$$

Bu yuqorida keltirilgan tenglamalar bilan bir xildir.

U_a ning ortishi bilan elektr maydon tomonidan anodga tomon ko‘proq sonli elektron tortiladi va nihoyat, U_a ning ma’lum qiymatida elektron bulut to‘liq tortib olinadi va katoddan uchib chiqqan barcha elektronlar anodga yetib kelish imkoniyatiga ega bo‘ladi. U_a ning keyingi ortishi, anod tok kuchini orttira olmaydi – tok to‘yinish qiymatiga erishadi.

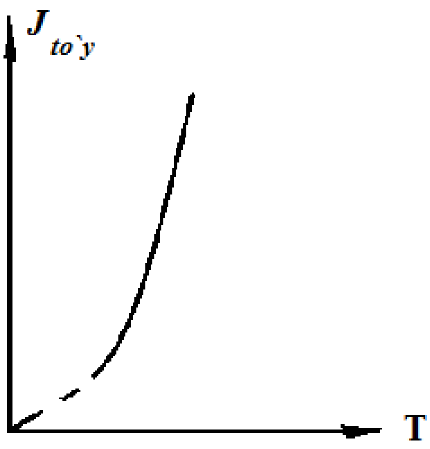
Anod potensiali vaqt birligi ichida katod chiqarayotgan barcha elektronlar anodga borib tushadigan darajada katta bo‘lganida tok o‘zining maksimal qiymatiga erishadi va anod kuchlanishiga bog‘liq bo‘lmay qoladi. To‘yinish tokining zichligi, ya’ni katod sirtining har bir birligiga to‘g‘ri keluvchi to‘yinish toki kuchi katodning emission qobiliyatini xarakterlaydi bu kattalik katodning tabiatiga va uning temperaturasiga bog‘liq bo‘ladi.

To'yinish tokining temperaturaga bog'liqligi. To'yinish toki termoelektron emissiyani xarakterlashi tushunarlidir. Agar vaqt birligida katodning birlik sirtidan N ta elektron uchib chiqsa, u holda to'yinish toki zichligi (katodning birlik sirtiga mos keluvchi to'yinish tok kuchi) $j_{to`y} = N_e$ ga teng bo'ladi. Shunday qilib cho'g'lantiruvchi tok kuchining turli qiymatlarida to'yinish toki zichligini o'lchab turli temperaturalarda birlik yuzadan uchib chiquvchi elektronlar sonini topish mumkin. 61-shizmada bir necha temperaturalar uchun volt-amper xarakteristikalari tasvirlangan U_a ning kichik qiymatlarida ular mos tushadi. To'yinish toki zichligining temperaturaga bog'liqligi 62-chizmada ko'rsatilgan. Kvant nazariya quyidagi formulaga olib keladi:



61-chizma

$$j_{to`y} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \qquad (2)$$

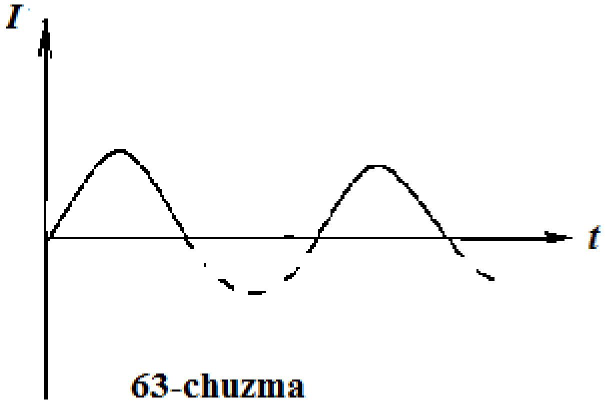


62-chizma

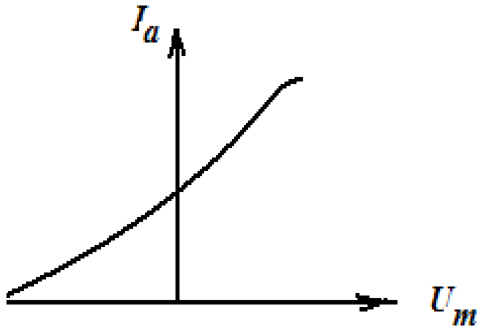
bunda $e\varphi$ - chiqish ishi, A – metallning turiga bog'liq bo'lmagan doimiy bo'lib, uning nazariy qiymati $(120A/sm^2.grad^2)$ ga teng. A ning eksperimental qiymati nazariy usulga qaraganda taxminan ikki marta kam bo'lib chiqadi. $j_{to`y}$ ning temperaturaga qarab o'zgarishini (1) formula to'la qanoatlantiradi.

(2) Formulani Richardson – Deshman yoki qisqaroq qilib, Richardson formulasi deb ataladi. (2) dan ko'rinib turibdiki, $e\varphi$ ning kamayishi emissiyaning keskin ortishiga sabab bo'ladi (1160^0 K da, ya'ni $kT = 0{,}01ev$ da $e\varphi$ ning 3 dan 1 eV gacha kamayishi, to'yinish toki $j_{to`y}$ ning deyarli $5\cdot 10^8$ marta ortib kelishiga oson

ishonch hosil qilish mumkin). Shuning uchun elektron lampalar tayyorlanganda



63-chuzma



64-chizma

chiqish ishining kamayishiga olib keluvchi maxsus qoplama va katodni qayta ishlash usullari qo‘llaniladi. Hozirgi vaqtda ishlab chiqariladigan bariy yoki stronsiy oksidi bilan qoplangan nikeldan tayyorlanadigan oksidli katodlar 1,0 – 1,2 eV chiqish ishiga ega.

Tashqi maydon potensial to‘siq balandligini kamaytiradi va shu bilan chiqish ishi ham kamayadi. Bu hol to‘yinish hosil bo‘lgandan keyin diodda tok kuchi U_a ning ortishi bilan ozgina bo‘lsa-da, ortishiga olib keladi. Demak, volt – amper xarakteristikani unga mos kelgan qismi gorizontal bo‘lmay (64-chizmada ifodalangani kabi) U_a o‘qiga uncha katta bo‘lmagan burchak ostida boradi.

Anod potensiali katod potensialiga qaraganda yuqori bo‘lgandagina dioddan tok o‘tadi. Anodga manfiy kuchlanish berilganda anod zanjirida tok bo‘lmaydi. Diodning bu xossasi undan o‘zgaruvchan tokni to‘g‘rilashda foydalanishga imkon beradi. Bunday maqsad uchun mo‘ljallangan diod kenotron deb ataladi. Kenotronga berilgan kuchlanish vaqt o‘tishi bilan garmonik qonun bo‘yicha o‘zgarsa, undan o‘tgan tok grafigi 63-chizmada tasvirlangan ko‘rinishda bo‘ladi. Bu holda tok zanjir bo‘lmay faqat yarim davr davomida oqib turadi, shuning uchun tokning bunday usul bilan to‘g‘rilanishi bitta yarim davrli to‘g‘rilash deyiladi. Bir vaqtda ikkita kenotrondan yoki bitta ballonga joylashtirilgan qo‘sh dioddan foydalanib, ikkita yarim davrli to‘g‘rilanishni amalga oshirish mumkin.

Agar katod bilan anod orasiga to‘r shaklidagi uchini elektrod o‘rnatilsa, uch elektrodli elektron lampa – triod hosil bo‘ladi. To‘r katodning atrofini o‘rab turuvchi spiral ko‘rinishida bo‘lishi ham mumkin. Agar to‘rga katodga nisbatan uncha katta bo‘lmagan musbat potensial berilsa (bu holda to‘r bilan katod orasidagi $U_{to`r}$ kuchlanishni musbat deb hisoblaymiz), elektronlar katoddan tezroq tortib olina boshlaydi. Ulardan ayrimlari to‘rga tushadi(natijada uncha katta bo‘lmagan i_T to‘r toki hosil bo‘ladi), lekin, elektronlarning asosiy qismi to‘r orqali uchib o‘tib, anodga yetib boradi. To‘rning katodga yaqinligi tufayli to‘r va katod orasidagi kuchlanishning ozgina o‘zgarishi anod tok kuchiga katta ta’sir ko‘rsatadi.

$U_{to`r}$ to‘r kuchlanishi manfiy bo‘lganda anod toki kamayadi va yetarlicha katta manfiy $U_{to`r}$ kuchlanishda tok tamoman yo‘qoladi - lampa berk hisoblanadi. Agar U_a anod kuchlanishi o‘zgarmas bo‘lgan hol uchun i_a anod tokining $U_{to`r}$ to‘r kuchlanishiga bog‘lanishi olinsa, 61-chizmada tasvirlangan egrilik hosil bo‘ladi. U_a ning turli qiymatlari uchun qurilgan bunday egriliklar yig‘indisi triod to‘r xarakteristikalari oilasini hosil qiladi.

Quyidagi:
$$S = \frac{dI_a}{dU_{to`r}}$$

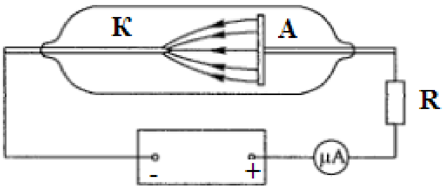
kattalik xarakteristika tikligi deyiladi. Xarakteristikaning katta qismi to‘g‘ri chiziqlidir. To‘rga uncha katta bo‘lmagan $U_{to`r}$ sinusoidal kuchlanish berib, anod tokining kattagina sinusoidal o‘zgarishini hosil qilish mumkin. Bunda $R$ qarshilikdan $U_{to`r}$ amplitudaga qaraganda ancha katta amplitudali o‘zgaruvchan kuchlanish olish mumkin. Triodning kuchaytirgich sifatida ishlashi shunga asoslangan. Bundan tashqari trioddan o‘zgaruvchan tok va kuchlanishlarni generatsiyalash (uyg‘otish) hamda o‘zgartirish (shaklini o‘zgartirish) uchun foydalanish mumkin.

Elektron lampalar xarakteristikasini yanada yaxshilash uchun unga qo‘shimcha elektrod-to‘r kiritiladi. To‘r elektrodli lampa-tetrod, besh elektrodlisi pentod va h.k. deb ataladi. Shuningdek, bitta ballonga elektrodlarning ikki sistemasi joylashtirilgan lampalar keng qo‘llanishga ega bo‘lmoqda. Shunday tuzilgan har bir lampa ikkita lampa funksiyasini bajaradi.

$J = 0$ bo‘lishi uchun U_k- manfiy kuchlar bo‘lishi kerak. Elektron oqimini olishda, rentgen nurlarini hosil qilishda, elektron mikroskoplarda, elektron lampalar ya’ni elektro- va radioelektronikada, telemexanikada va radiotexnikada keng qo‘llaniladi. Elektr sig‘imlarini kuchaytirishda, boshqarishda radio eshittirish ikki elektrodli lampalardan tashqari uch va ko‘p elektrodli lampalar qo‘llaniladi.

Ikkilamchi elektron emissiya hodisasi. Elektronlar dastasi yordamida metallarni bombardimon qilish natijasida elektronlarni urib chiqarishda elektronlar emissiyasi kuzatiladi. Metalldan elektronlarni bunday “urib chiqarish” hodisasiga ***ikkilamchi elektron emissiya*** deyiladi. Buning sababi shundaki, tashqaridan kelayotgan elektronlar metallning ichiga kirib o‘tkazuvchanlik elektronlariga o‘z energiyalarining bir qismini beradi. Bunda metalldagi elektronlarning bir qismi sirt potensial to‘sig‘ini yengish uchun yetarli tezlik oladi va metalldan uchib chiqadi.

Urib chiqarilgan ikkilamchi elektronlar soni n ning birlamchi elektronlar soni n_0 ga nisbati $\gamma = n/n_0$ ikkilamchi emissiya koeffitsiyenti deb ataladi. Bu koeffitsiyent metallning turi va birlamchi elektronlarning tezligiga bog‘liq. Birlamchi elektronlar tezligi ortishi bilan dastlab ikkilamchi elektronlar koeffitsiyenti ortadi, so‘ngra yoyiq maksimumga yetadi va yana kamayadi. Maksimal γ ga mos keladigan birlamchi elektronlar energiyasi turli metallar uchun turlicha bo‘ladi va yuzlab elektron-voltlar tartibida bo‘ladi.



64-chizma

Sof metallar uchun maksimumda γ ning qiymati 2 dan katta bo‘lmaydi. γ_{max} qiymati 10 dan va undan ortiq bo‘lishi mumkin bo‘lgan ko‘plab yarimo‘tkazgichlarda ancha kuchli ikkilamchi emissiya kuzatiladi. Kuchli ikkilamchi emissiya hosil qilish uchun murakkab katodlar (emitterlar) ishlatiladi, ular metall asosga yarimo‘tkazgich qatlami surtilgan va tegishli kimyoviy ishlov berilgan katodlardir. Amalda ishlatiladigan surma-seziy emitterlari shularga kiradi. Ikkilamchi elektron emissiya kuchsiz elektron toklarni kuchaytirish uchun mo‘ljallangan elektron ko‘paytirgichlardan foydalaniladi. Elektron ko‘paytirgich yordamida toklarni millionlab marta kuchaytirish mumkin. Biroq lampali kuchaytirgichlardagi singari, ixtiyoriy katta darajada kuchaytirish mumkin emas. Kuchaytirish ko‘paytgichda hatto fotokatodga yorug'lik ta'sir qilmaganda ham o'z-o'zidan hosil bo'ladigan toklar (ko'paytgichning qorong'ulikdagi toklari) bilangina cheklanadi.

Avtoelektron emissiya. Metallarda elektronlar emissiyasi juda kuchli elektr maydon ta'sirida ham ro'y berishi mumkin. Bu hodisani kuzatish uchun ichidan havosi so'rib olingan ikki elektrod - katod va anodli trubkadan foydalanish mumkin (64-chizma). Katod sifatida uchli elektrod anod sifatida esa katta sirtli elektrod olinadi. Bunday holda elektr maydon kuch chiziqlari katod yaqinida juda quyuqlashadi va katod sirtida maydon kuchlanganligi hatto o'rtacha kuchlanishlarda ham juda katta bo'lib qoladi. Katod va anod orasiga kuchlanish 10^3 volt berilsa maydon kuchlanganligi $10^7 - 10^8 V/m$ bo'lishi mumkin va trubkada kuchsiz tok paydo bo'ladi, bu tokning paydo bo'lishiga sabab katoddan chiqarilayotgan elektronlardir, kuchlanish ortishida bu tok darhol ortib ketadi. Katod hatto sovuq bo'lganda ham tok paydo bo'ladi, shuning uchun, bu hodisaga sovuq emissiya deb nom olgan (uni avtoelektron emissiya deb ham yuritiladi). Kuchlanishning bundan keyingi ortishida katod kuchli ravishda qiziydi va bug'lanadi, trubkada gaz razryad yuzaga keladi.

Avtoelektron emissiyaning paydo bo'lishi kuchli elektr maydonning metall sirtidagi potensial to'siqni o'zgartirishi bilan tushuntiriladi. Birinchidan, bunday o'zgarishda chiqish ishining kamayishi, ikkinchidan to'siq qalinligining kamayishi yuz beradi. Bu ikki hol elektronlarni to'siqni yengib o'tish ehtimolliligini oshiradi. Potensial to'siqning deformatsiyasi yetarlicha katta bo'lsa elektron emissiya yuzaga keladi.

36 §. Yarimo'tkazgichlar va ularning elektr o'tkazuvchanligi.

Metallar bilan bir qatorda boshqa tur elektron o'tkazgichlar ham mavjud bo'lib bu o'tkazgichlar ham hech qanday kimyoviy o'zgarishsiz elektr tokini o'tkazadi. Bunday o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi temperatura ortishi bilan kuchli ravishda oshadi. Bunday o'tkazgichlarning solishtirma qarshiligi past temperaturalarda juda katta bo'ladi va ular amalda izolyator bo'ladi, biroq temperatura ko'tarilishi bilan ularning solishtirma qarshiliklari kuchli ravishda kamayadi va yetarlicha yuqori temperaturalarda haddan tashqari kichik bo‘ladi. Bunday tur moddalar elektron yarimo‘tkazgichlar deb nom olgan.

Ko‘plab elementlar (kremniy, selen, va h. k.) mis Cu_2O oksidi, qo‘rg‘oshin sulfid PbS hamda ko‘plab boshqa kimyoviy birikmalar yarimo‘tkazgichlarga kiradi. Masalan, tajriba ma’lumotlariga ko‘ra nihoyatda sof kremniyda xona temperaturasida elektronlar konsentratsiyasi $10^{17} м^{-3}$ dan kam, uning solishtirma qarshiligi $10^3 \cdot Ом \cdot м$dan ortiq bo‘lishi kerak; biroq $700^0 C$ temperaturada undagi elektronlar konsentratsiyasi $10^{24} м^{-3}$ gacha ortadi, solishtirma qarshiligi esa $0{,}001 \cdot Ом \cdot м$ gacha kamayadi, ya’ni milliondan ortiq marta kamayadi.

Yarimo‘tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga kuchli bog‘liq bo‘lishi shuni ko‘rsatadiki, bu holda o‘tkazuvchanlik elektronlari issiqlik harakati ta’sirida vujudga kelar ekan. Yarimo‘tkazgichlarda atomlardan elektronlarning uzilib chiqarilishi va ularning o‘tkazuvchanlik elektronlariga aylanishi uchun atomlarning o‘zaro ta’sirini o‘zigina yetarli bo‘lmaydi. Buning uchun hatto zaif bog‘langan elektronlarga ham biror qo‘shimcha energiya berish kerak, bu beriladigan qo‘shimcha energiya issiqlik harakat energiyasidan olinadi. Temperatura qancha yuqori bo‘lsa, yarimo‘tkazgichda ajralgan (ozod) elektronlar soni, ya’ni o‘tkazuvchanlik elektronlari holatidagi elektronlar soni shuncha ko‘p bo‘ladi.

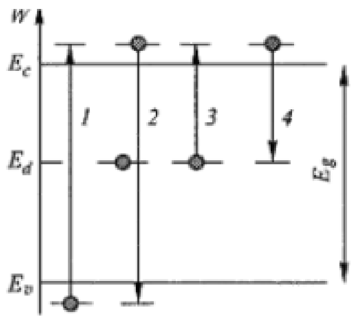
Agar elektronlarni uzib olish energiyasi shu kristall mavjud bo‘ladigan sohasidagi barcha temperaturalarda issiqlik harakatining o‘rtacha ($кT$ tartibidagi) energiyasiga nisbatan katta bo‘lsa, u holda o‘tkazuvchanlik elektronlari yetarlicha miqdorda hosil bo‘lmaydi va bunday kristall izolyator bo‘ladi. Yarimo‘tkazgichlar ***aralashmali*** va ***xususiy o‘tkazuvchanlikli*** yarim o‘tkazgichlarga bo‘linadi.

Yarimo‘tkazgichlarning xususiy elektr o‘tkazuvchanligi. Xususiy o‘tkazuvchanlik elektronlarning valent zonaning yuqorigi sathlaridan o‘tkazuvchanlik zonasiga o‘tishi natijasida yuzaga keladi. Bunda o‘tkazuvchanlik zonasida birmuncha sondagi zonaning tubiga yaqin bo‘lgan sathda joylashgan tok tashuvchilar – elektronlar hosil bo‘ladi; shu bilan bir vaqtda valent zonadagi yuqorigi sathlarda shuncha o‘rin bo‘shaydi. Valent zonaning absolyut nol temperaturada to‘ldirilgan sathlaridagi elektronlarda bo‘shagan bo‘sh o‘rinlar teshiklar deb ataladi. Elektronlarning valent zonadagi va o‘tkazuvchanlik zonasidagi sathlar bo‘yicha taqsimlanishi Fermi funksiyasi orqali aniqlanadi:

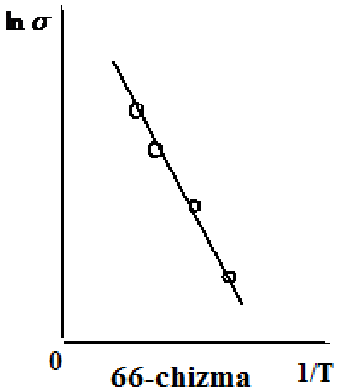
$$f(W) = Ae^{-\frac{A}{kT}}. \qquad (1)$$

A – proporsionallik koeffitsiyenti. Bu funksiya orqali zarraning W energiyali holatda bo‘lish ehtimolini aniqlash mumkin:

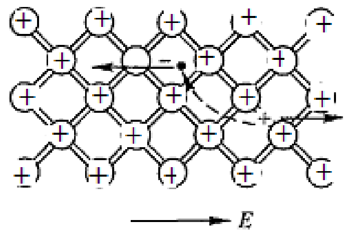
$$f(W) = e^{-\frac{1}{(W-W_F)/kT}} + 1, \qquad (2)$$



65-chizma



66-chizma



67-chizma

bu yerda W_F – Fermi sathi. Formula bo‘yicha hisoblashlar ko‘rsatadiki, Fermi sathi ta’qiqlangan zonaning aniq o‘rtasiga joylashgan bo‘lar ekan (65-chizma taqiqlangan zona). Demak, o‘tkazuvchanlik zonasiga o‘tgan elektronlar uchun $W - W_F$ qiymat ta’qiqlangan zona kengligining yarmidan kam farq qiladi. O‘tkazuvchanlik zonasining sathlari taqsimot egri chizig‘ining oxirida yotadi. Shuning uchun ularning elektronlar bilan to‘lish ehtimolini:

$$f(W) \approx e^{-\frac{W-W_F}{kT}} = const \cdot e^{-\frac{W}{kT}}, \qquad (3)$$

formula bo‘yicha topish mumkin. Bu formuladan $W - W_F = \Delta W / 2$ deb olib,

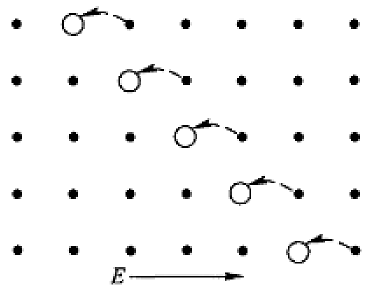
$$f(W) \approx e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \qquad (4)$$

ni hosil qilamiz.

O‘tkazuvchanlik zonasiga o‘tgan elektronlar miqdori (4) ehtimolikka proporsional bo‘ladi. Shuningdek, bu elektronlar va xuddi shuncha miqdorda hosil bo‘lgan teshiklar (biz buni keyinroq ko‘rib o‘tamiz) tok tashuvchilar bo‘lib hisoblanadi. O‘tkazuvchanlik tashuvchilar soniga proporsional bo‘lgani tufayli u (4) ifodaga ham proporsional bo‘lishi kerak. Demak, yarim o‘tkazgichlarning elektr o‘tkazuvchanligi:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \qquad (5)$$

qonun bo‘yicha o‘zgarib, temperatura ortishi bilan tez ortib boradi, bunda ΔW – ta’qiqlangan zona kengligi.



68-chizma

Agar grafikda $\ln\sigma$ ning 1/T ga bog‘liqligi qo‘yilsa, u holda yarim o‘tkazgichlar uchun 66 –chizmada ifodalangan to‘g‘ri chiziq hosil qilinadi. Bu to‘g‘ri chiziqning og‘ishi bo‘yicha ta’qiqlangan ΔW zonaning kengligini aniqlash mumkin.

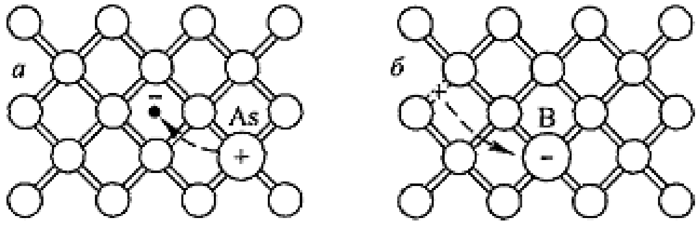
Mendeleyev davriy sistemasidagi IV gruppa elementlari – germaniy va kremniy yarim o‘tkazgichlarning tipik vakili bo‘lib hisoblanadi. Ular har bir atomi bir xil uzoqlikda turgan to‘rtta qo‘shni atom bilan kovalent (elektron – juftli) bog‘langan panjarani hosil qiladi. Atomlarning bunday o‘zaro joylashishini 67-chizmada tasvirlangandek shartli ravishda yassi struktura ko‘rinishida berish mumkin. "+" ishora qo‘yilgan doirachalar bilan musbat zaryadlangan qoldiq atomni (ya’ni atomning valent elektronlar ketgandan so‘ng qoladigan qismi), “-” ishorali doirachalar bilan valent elektronlarni, qo‘sh chiziqlar bilan – kovalent bog‘lanishlar belgilangan. Yetarlicha yuqori temperaturada issiqlik harakatlari bitta elektronni ajratib ayrim juftlarni buzib yuborishi mumkin. Elektronlar tashlab ketilgan bo‘sh o‘rinlar neytral bo‘lib turolmaydi, uning atrofida ortiqcha musbat +e zaryad paydo bo‘ladi. Bu o‘ringa qo‘shni juftlardan elektron sakrab o‘tishi mumkin. Natijada teshik ham ozod bo‘lgan elektron kabi kristall bo‘ylab keza boshlaydi (68-chizma).

Agar erkin elektron teshik bilan uchrashib qolsa, ular rekombinatsiyalashadi (birlashadilar). Bu esa shuni anglatadiki, elektron teshik atrofidagi ortiqcha musbat zaryadlarni neytrallaydi va kristall panjaradan o‘zi ajralib chiqishi uchun yetarli bo‘lgan energiyani qaytadan olmaguncha erkin siljish imkoniyatini yo‘qotadi. Rekombinatsiya bir vaqtda erkin elektron va teshikning yo‘qolishiga olib keladi. Sathlar sxemasida rekombinatsiya jarayoniga elektronning o‘tkazuvchanlik zonasidan valent zonaning biror bo‘sh sathlariga o‘tishi mos keladi. 65-chizmada $W \geq E_c$ soha o‘tkazuvchanlik zonasi, $W \leq E_\upsilon$ valent zona, $E_g = E_c - E_\upsilon$ ta’qiqlangan zonalar keltirilgan. O‘tkazuvchanlik elektronlarining yoki musbat teshikning hosil bo‘lishiga sabab bo‘luvchi ximiyaviy bog‘lanishning uzilishi (67-chizma) valent zona - o‘tkazuvchanlik zonasi orasidagi elektron o‘tishdir (65-rasmdagi *1*). O‘tkazuvchanlik elektroni va musbat teshikning rekombinatsiyasi teskari jarayon *2*.

Shunday qilib, yarim o‘tkazgichda bir vaqtning o‘zida ikkita jarayon yuz beradi: erkin elektron va teshiklarning juft holda hosil bo‘lishi hamda elektron va teshiklarning juft holda yo‘qolishiga olib keluvchi rekombinatsiya. Birinchi jarayonning bo‘lish ehtimolligi temperaturaga bog‘liq holda tez o‘sadi. Rekombinatsiya ehtimolligi erkin elektronlar soniga ham, teshiklar soniga ham proporsionaldir. Demak, har bir temperaturaga elektron va teshiklarning ma’lum muvozanat konsentratsiyasi mos keladi. Bu kattalik ham σ kabi temperaturaga bog‘liq holda birday qonun bo‘yicha o‘zgaradi (2) formulaga qarang.

Tashqi elektr maydon bo‘lmaganda o‘tkazuvchan elektronlar va teshiklar xaotik harakatlanadi. Maydon ta’sir qilganda xaotik harakat tartibli harakatga aylanadi: elektronlar maydonga qarshi va teshiklar esa maydon yo‘nalishida harakatlanadi. Elektronlarning ham, teshiklarning ham harakati kristall bo‘ylab zaryadlarni tashishga olib keladi. Demak, xususiy elektr o‘tkazuvchanlikning yuzaga kelishiga ikki xil ishorali zaryad tashuvchilar: manfiy elektronlar va musbat teshiklar sabab bo‘ladi. Xususiy o‘tkazuvchanlik yetarlicha yuqori temperaturada hamma yarim o‘tkazgichlarda kuzatiladi.

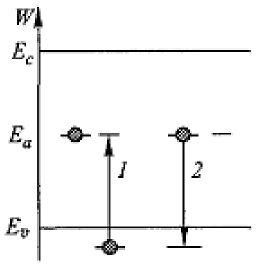
Yarimo‘tkazgichlarning aralashmali o‘tkazuvchanligi. Aralashmali bo‘lganda yarimo‘tkazuvchanlikning elektr o‘tkazuvchanligi kuchli o‘zgaradi. O‘tkazuvchanlikning bu turi berilgan yarim o‘tkazgichning kristall panjara tugunlarida turgan ayrim atomlarini valentligi asosiy atomlar valentligidan birga farq qiladigan atomlar bilan almashtirilganda sodir bo‘ladi.



69-chizma

Masalan kremniyga 5-valentli fosfordan 0.001 atom protsenti qo‘shilganda, uning xona temperaturasidagi solishtirma qarshiligi 0,06 Om m ga teng bo‘lib qoladi, ya’ni sof kristallarning solishtirma qarshiligi nisbatan 100000 marta kamayadi. Fosfor atomi qo‘shni atomlar bilan kovalent bog‘lanish hosil qilishi uchun to‘rtta elektron yetarlidir. Demak, beshinchi valent elektron go‘yo ortiqcha bo‘lib qoladi va u atomdan issiqlik harakati energiyasi hisobiga osongina ajralib, “sayyor” erkin elektron hosil bo‘ladi. Yuqorida qarab chiqilgan holdan shu bilan farq qiladiki, bunda erkin elektronlar hosil bo‘lganda kovalent bog‘lanishlarning buzilishi, ya’ni teshiklarning hosil bo‘lishi kuzatilmaydi. Garchi, aralashma atomi atrofida ortiqcha musbat zaryadlar hosil bo‘lsada, biroq u shu atom bilan bog‘langan bo‘lib, panjara bo‘ylab harakatlana olmaydi. Bu zaryad tufayli aralashma atomi unga yaqinlashib kelgan elektronni qo‘shib olishi mumkin, biroq qo‘shib olingan elektron bilan atom orasidagi bog‘lanish mustahkam bo‘lmaydi va panjaraning issiqlik tebranishlari hisobiga yana osongina buzilib ketishi mumkin. Bunday jarayon 69-chizmada sxematik ko‘rsatilgan.

Shunday qilib, 5-valentli aralashma qo‘shilgan yarim o‘tkazgichda faqatgina bir turdagi tok tashuvchilar – elektronlar mavjuddir. Shunga muvofiq holda, bunday yarim o‘tkazgich elektron o‘tkazuvchanlikka ega yoki n – tip yarim o‘tkazgich deb ataladi (negativ- manfiy degan so‘zdan olingan). O‘tkazuvchanlikni yuzaga keltiruvchi elektronlar bilan ta’minlovchi aralashma atomlari ***donorlar*** deb ataladi. Aralashmalar panjara maydonining buzilishiga sabab bo‘ladi, bu esa energetik sxemadagi kristallning ta’qiqlangan zonasida joylashgan, lokallashgan sathlar deb ataluvchi sathlarning paydo bo‘lishiga olib keladi. Valent zonaning yoki o‘tkazuvchanlik zonasining istalgan sathini kristallning istalgan joyida to‘rgan elektron egallashi mumkin. Elektron lokallashgan sathga mos keluvchi energiyaga faqat, bu sathning hosil bo‘lishini yuzaga keltiruvchi aralashma atomi yaqinida bo‘lgan holdagina ega bo‘lishi mumkin. Demak, aralashma sathini egallagan elektron aralashma atomi yaqinida lokallashgandir (65-chizmada E_d).



70-chizma

Agar donor sathlar valent zona “shipidan” uncha uzoqda joylashmagan bo‘lsa, ular kristallning elektr xossasiga jiddiy ta’sir ko‘rsata olmaydi. Bunday sathlarning o‘tkazuvchanlik zonasi tubigacha bo‘lgan masofa ta’qiqlangan zona kengligiga qaraganda ancha kichik bo‘lganda boshqacharoq hol yuzaga keladi. Bu holda issiqlik harakat energiyasi hatto oddiy temperaturalarda ham elektronni donor sathidan o‘tkazuvchanlik zonasiga o‘tkazish uchun yetarli bo‘ladi. 69*a*–chizmada bu jarayonga aralashma atomidan beshinchi valent elektronning ajralib ketishi mos keladi. Erkin elektronning aralashma tomonidan qo‘shib olinishiga 69*b*-chizmada elektronning o‘tkazuvchanlik zonasidan donor sathlardan biriga o‘tishi mos keladi.

$n-$tip yarim o‘tkazgichda Fermi sathi, donor sathi va o‘tkazuvchanlik zonasi tubining orasida yotadi, uncha yuqori bo‘lmagan temperaturalarda esa taxminan ularning o‘rtasida yotadi. 69*b*-chizmada 3 – valentli bor atomi qo‘shilgan kremniy panjarasi shartli tasvirlangan. Bor atomining to‘rtala qo‘shni atomlar bilan bog‘lanish hosil qilish uchun uchta valent elektroni yetarli emas. Shuning uchun bog‘lanishlardan biri to‘liq bo‘lmaydi va u joy o‘ziga elektron qo‘shib olishga qodir bo‘lgan bo‘sh o‘ringa aylanadi. Bu o‘ringa biror qo‘shni juftlardan elektron o‘tganda kristall panjarada ko‘chib yuruvchi teshik hosil bo‘ladi. Aralashma atomi yaqinida ortiqcha manfiy zaryad hosil bo‘ladi, ammo u berilgan atom bilan bog‘langan bo‘lib, tok tashuvchi bo‘la olmaydi. Shunday qilib, 3-valentli element qo‘shilgan yarim o‘tkazgichda faqat bir turdagi tok tashuvchi teshiklar hosil bo‘ladi. Bunday o‘tkazuvchanlikni teshikli o‘tkazuvchanlik deyiladi, yarim o‘tkazgich esa p tipga mansub deyiladi (pozitiv – musbat so‘zidan olingan). Teshiklarni yuzaga keltiruvchi aralashmalarni ***akseptorlar*** deyiladi.

Akseptorlar sathlar sxemasida ta’qiqlangan zonada uning tubidan uncha uzoq joylashmagan lokal sath mos keladi (70-chizma). Elektronning valent zonadan akseptor sathga o‘tishi teshikning hosil bo‘lishiga sabab bo‘ladi. Aksincha o‘tish qo‘shimcha element atomining qo‘shni atom bilan to‘rtta kovalent bog‘lanishidan birining uzilishiga va bunda hosil bo‘lgan elektron va teshik rekombinatsiyasiga mos keladi. *p* - tip yarim o‘tkazgichda Fermi sathi valent zona “shipi” (potolok) bilan akseptor sathlar orasida, uncha yuqori bo‘lmagan temperaturalarda esa taxminan ularning o‘rtasida yotadi. Temperatura ko‘tarilishi bilan aralashma tok tashuvchilari konsentratsiyasi tez to‘yinadi. Bu shuni anglatadiki, deyarli barcha donor sathlar bo‘shaydi yoki barcha akseptor sathlar elektronlar bilan to‘ladi. Shu bilan birga temperaturaning ortishi bilan elektronlarning valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasiga bevosita o‘tishi bilan bog‘liq bo‘lgan yarim o‘tkazgichning xususiy o‘tkazuvchanligi ko‘proq darajada sezilib boradi. Shunday qilib, yuqori temperaturalarda yarim o‘tkazgichning o‘tkazuvchanligi aralashmali va xususiy o‘tkazuvchanliklar yig‘indisidan iborat bo‘ladi. Past temperaturalarda aralashmali, yuqori temperaturalarda esa xususiy o‘tkazuvchanlik yuqori bo‘ladi. Toklarni to‘g‘rilash va kuchlanishlarni kuchaytirishda yarim o‘tkazgichli diod va triod (tranzistorlar)dan foydalaniladi.

37-§. Qarshilikli zanjirdagi kondensator.

Kondensatorni qarshilik orqali zaryadlash va razryadlash doimiy tok manbaidan, sig‘imdan, qarshilik va kalitdan iborat bo‘lgan qurilmada amalga oshirish mumkin (70-a chizma). Sig‘imi C bo‘lgan kondensatorni zaryadlash K kalitni 1 holatga o‘tkazish orqali bajariladi, 2 holatda ulanganda manba uziladi va kondensator R qarshilik orqali zaryadsizlantiriladi. Kondensatorning zaryadsizlanishini qaraymiz.

a. Kondensatorning zaryadsizlanishi yoki razryad. Razryadgacha kondensatordagi kuchlanish manbai EYuK ga teng. Kalitni 1 holatdan 2 holatga o‘tkazish bilan razryad boshlanadi va bu vaqt sanoq boshi uchun qabul qilinadi.

Keyinchalik zanjirda manba bo‘lmaganligi uchun $\varepsilon = 0$ bo‘ladi va Kirxgofning ikkinchi qoidasiga asosan, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$U_R + U_C = 0. \qquad (1)$$

Bizning vazifamiz kondensatordagi kuchlanishning vaqtga bog‘liqligini $U_C(t)$ topishdan iboratdir, buning uchun (1) tenglamani shunday o‘zgartiraylikki, natijada kuchlanish uchun differensial tenglama hosil bo‘lsin. Shu maqsadda U_R ni o‘zgartiramiz:

$$U_R = RI = R\frac{dq}{dt},$$

lekin $q = CU_C$ bo‘lgani uchun, uni vaqt bo‘yicha differensiallab,

$$\frac{dq}{dt} = \frac{CdU_C}{dt}$$ ga ega bo‘lamiz, oxirida

$$U_R = RC\frac{dU_C}{dt},$$ ga teng bo‘ladi.

Buni (1) ga qo‘ysak va RC ga bo‘lsak:

$$\frac{dU_C}{dt} + \frac{1}{RC}U_C = 0. \qquad (2)$$

Bu tenglamani oson integrallash mumkin. Agar o‘zgaruvchilarni ajratish mumkin bo‘lsa, u vaqtda U_C ga bog‘liq qismlar chapga, t ga bog‘liq qismlarni o‘ng tomonga o‘tkazish orqali:

$$\frac{dU_C}{U_C} = \frac{1}{RC}dt,$$

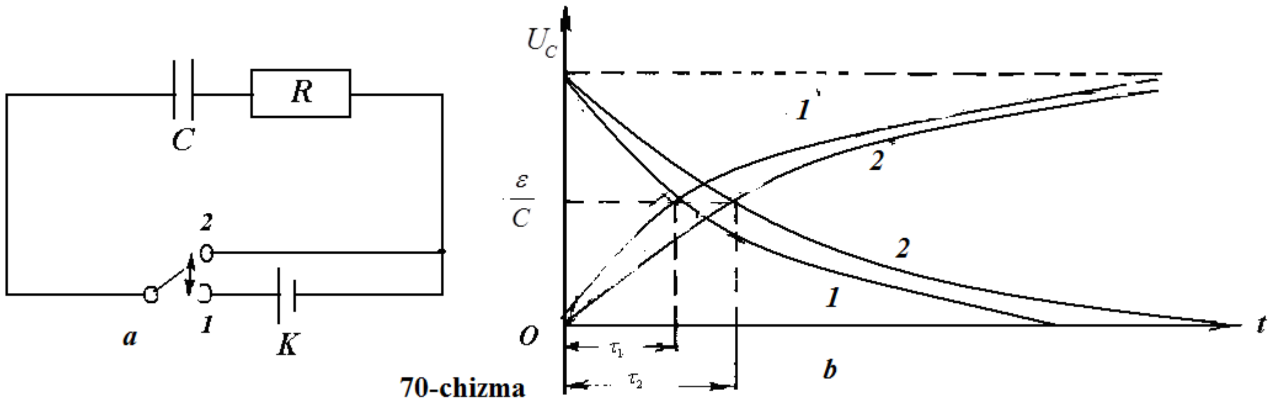
bu ifodaning ikkala tomonidan integral olsak,

$$\int \frac{dU_C}{U_C} = -\frac{1}{RC}\int dt$$ yoki

$$\ln U_C = -\frac{1}{RC}t + \ln A$$ ga ega bo‘lamiz.

Bu yerda, qulaylik uchun integrallash doimiysi $\ln A$ da olinadi. Keyingi ifodani potensirlasak:

$$U_C(t) = Ae^{-\frac{t}{RC}}$$ ga ega bo‘lamiz.



70-chizma

Doimiylik A ni boshlang‘ich shartdan aniqlaymiz:

$U_C(0) = \varepsilon, t = 0$ bo‘lganda, $\varepsilon = A$ bo‘ladi.

Shunday qilib oxirida quyidagiga kelamiz:

$$U_C(t) = \varepsilon \cdot e^{-\frac{t}{RC}}. \qquad (3)$$

Bu yerda doimiylik $RC = \tau$ fizik ma’noga ega bo‘ladi. Bu kattalikni formula (3) ga qo‘ysak, $U_C(\tau) = U_C(0)/e$ kelib chiqadi, $\tau = RC$ vaqt oralig‘ida, kondensatordagi kuchlanish e marta kamayadi (e=2,7) Demak τ vaqt kuchlanishning pasayish tezligini aniqlaydi, unga relaksatsiya vaqti yoki vaqt doimiysi deyiladi. 70-b chizmada 1 va 2 tushuvchi chiziqlar (3) formula grafiklari bo‘lib, R va C lari turli xil bo‘lgan ikkita zanjir uchun keltirilgan.

b. Kondensatorni zaryadlash. $U_C(0)=0$ bo‘lgan zaryadlanmagan kondensator doimiy tok manbaiga ulandi. Endi Kirxgofning ikkinchi qoidasiga asosan:

$$U_R + U_C = \varepsilon. \qquad (4)$$

O‘tgan holdagi singari:

$$U_R = RC\frac{dU_C}{dt},$$

va uni RC ga bo‘lsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\frac{dU_C}{dt} + \frac{1}{RC}U_C = \frac{\varepsilon}{RC}. \qquad (5)$$

$U_C(t)$ o‘rniga yangi noma’lum funksiya $U = U_C - \varepsilon$ ni kiritamiz. Bundan $U_C = U + \varepsilon$ topib va (5) tenglamaga qo‘ysak, $\frac{dU}{dt} + \frac{U}{RC} = 0$ ga ega bo‘lamiz.

Bu tenglamaning yechimi

$$U(t) = A\cdot e^{-\frac{t}{RC}}$$ ga teng bo‘ladi.

U vaqtda

$$U_C = U + \varepsilon = Ae^{-\frac{t}{RC}} + \varepsilon$$ teng.

A doimiylik boshlang‘ich shartdan $U_C(0)=0$ aniqlanadi. $t=0$ deb olsak, $U(0) = A+\varepsilon$ Bunda $A=\varepsilon$ kelib chiqadi. Oxirida:

$$U_C(t) = \varepsilon\cdot(1 - e^{-\frac{t}{RC}}). \qquad (6)$$

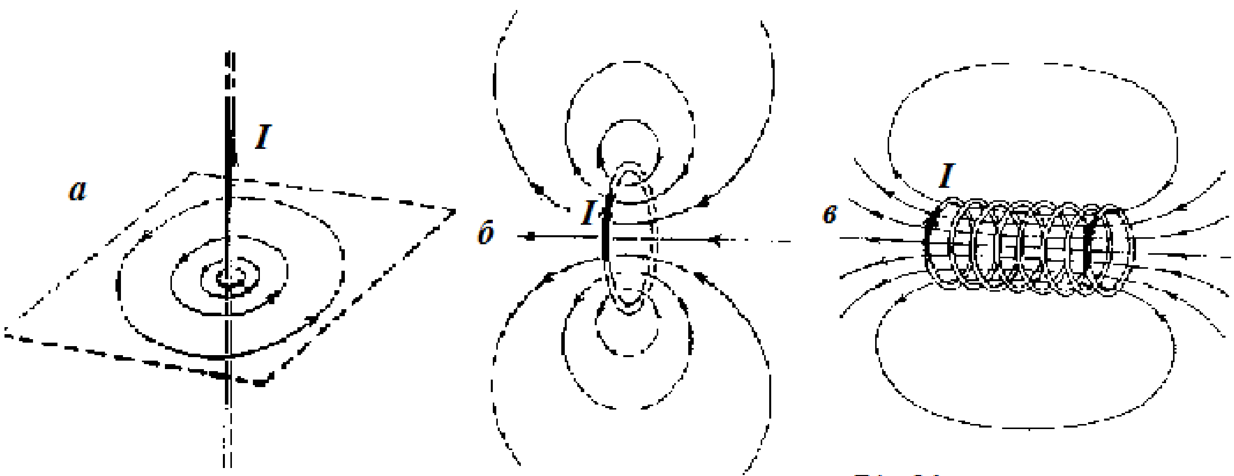
Rasmda chiquvchi chiziq 1` va 2` bu formulaning grafigi bo‘ladi, ya’ni kondensatorni zaryadlash jarayonini ifodalaydi. Shunday qilib, kondensatorni manbadan qarshilik orqali zaryadlash ham uni R qarshilik orqali razryadlash ham bir lahzada bo‘lmasada, asta sekin ro‘y beradi, va doimiy vaqt $\tau = RC$ qanchalik kichik bo‘lsa, shuncha tez bo‘ladi.

MAGNIT MAYDON

VI bob. VAKUUMDA TOKLARNING MAGNIT MAYDONI.

38-§.Toklarning magnit o‘zaro ta’siri.

Doimiy tokning magnit maydoni va uning maydon kuch chiziqlari manzarasiga doir tajribalar to‘g‘risida. 1820 yilda daniya fizigi X. Ersted tokli o‘tkazgichning atrofida magnit maydoni bor ekanligini tajribada aniqladi. U to‘g‘ri chiziqli o‘tkazgich olib, undan ma’lum masofada magnit strelkasini joylashtirgan vaqtda uning burilishini kuzatdi. Bu burilish o‘tkazgichdan o‘tayotgan tokning yo‘nalishiga va kattaligiga bog‘liq ekanligini isbotladi, nihoyat u tokli o‘tkazgich bilan magnit strelkasining o‘zaro ta’siri masofaga teskari proporsional ekanligini tajribada isbotladi. Ersted tajriba natijalarini umumlashtirib, shunday xulosaga keldi, tok bilan magnitning o‘zaro ta’siri tok kuchiga, o‘tkazgichning uzunligiga to‘g‘ri proporsional bo‘lib, masofaning kvadratiga teskari proporsional ekan. Tajribalar bu o‘zaro ta’sir tokning yo‘nalishiga bog‘liq va u vektor xarakterga ega ekanligini isbotladi. Shuningdek, bu o‘zaro ta’sirning kattaligi tok va maydonning ta’siri o‘rganilayotgan masofaga perpendikulyar ekanligini ham aniqlandi.



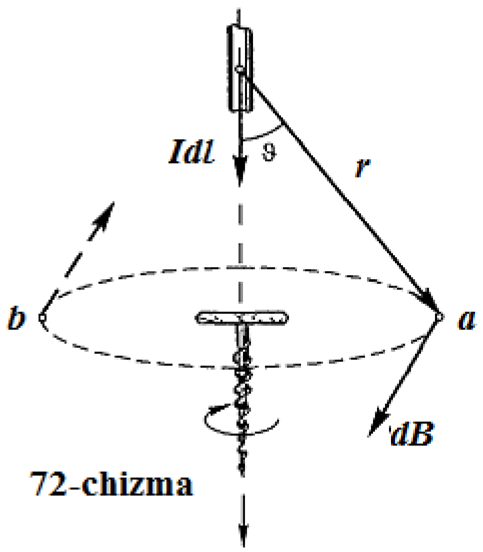
71-chizma

71-chizmada magnit kuch chiziklarinig ta’siri konsentrik halqalardan iborat ekanligini kurish mumkin. Keyinchalik Amper doimiy magnitning tokli o‘tkazgichga ta’sirini o‘rganib, ular o‘rtasida ham o‘zaro ta’sir kuchi bor ekanligini aniqladi.

Tok elementi. Maydon nazariyasida elementar zaryad eng muhim rol o‘ynaydi. Xuddi shunday rolni magnit maydon nazariyasida tok elementi o‘ynaydi. Tok elementi bu vektor kattalik bo‘lib, uning absolyut kattaligi tok kuchi I ni o‘tkazgichning dl qismiga ko‘paytmasi bilan aniqlanadi, yo‘nalishi esa tokning yo‘nalishi bilan mos keladi: Idl. Elektrostatikada esa sinash zaryad q_0 olinar edi.

Magnit induksiya vektori. Magnit maydonining asosiy xarakteristikasi hisoblangan - induksiya vektorini aniqlashni ham elektrostatik maydonning asosiy xarakteristikasi hisoblangan - kuchlanganlik vektoriga o‘xshash aniqlanadi. *Magnit induksiya - magnit momentiga ega bo‘lgan jismlar va harakatlanayotgan zaryadlangan zarrachalarga uning ta’siri bilan aniqlanadigan magnit maydonning kuch xarakteristikasi bo‘lgan vektor kattalik.* Doimiy tok o‘tuvchi ixtiyoriy qo‘zg‘almas o‘tkazgichlar sistemasining hosil qilgan magnit maydonini qaraymiz va “sinash tok elementi” Idl ga (maydonning tekshirayotgan nuqtasiga joylashgan) ta’sir qiluvchi kuch F bilan qiziqamiz. Sinash tok elementi uchun qisqa va yupqa ko‘zg‘almas o‘tkazgich olinadi, unga ta’sir etuvchi kuchni o‘lchash uchun silliq tutashtiruvchi sim olish kerak. Undan tashqari undan juda kichik tok o‘tkazish kerak.

Tajribalar shunday xulosaga keldi, dF kuch tok elementining absolyut qiymatiga proporsional, $dF \sim I$ (elektrostatikada $F \sim q_0$ edi), ammo uning yo‘nalishiga bog‘liqdir (tok elementi - vektordir). Maydonning har bir nuqtasida qandaydir fizik yo‘nalish mavjud bo‘lib, kuch kattaligi dF shu yo‘nalish bilan va tok elementi yo‘nalishi o‘rtasida burchakning sinusiga proporsionaldir, ya’ni:



72-chizma

$$dF = B \cdot Idl \cdot \sin\alpha \text{, (1)}$$

bu yerda *B*- proporsionallik koeffitsinti bo‘lib, maydonning sinash tok elementi joylashgan nuqtasidagi xossasiga bog‘liq bo‘lib, tok elementining kattaligi va yo‘nalishiga bog‘liq bo‘lmaydi. Masalan, $\alpha = 0;\pi$ bo‘lganda dF ham 0 ga teng bo‘ladi, $\alpha = \pi/2$ bo‘lganda u maksimaldir. dF ning yo‘nalishi tok elementining yo‘nalishiga bog‘liqdir va parma qoidasi bilan aniqlanadi (72-chizma). Agar $\vec{\mathbf{B}}$ vektor kiritib, uning yo‘nalishi yo‘naltirilgan fizik yo‘nalish bilan mos keladi deb hisoblasak, u vaqtda kuch dF ni Idl va $\vec{B}$ vektorning vektor ko‘paytmasi shaklida yozish mumkin.

$$d\vec{F} = [Idl \cdot B]. \text{ (2)}$$

Bu formula elektrostatikadagi $\vec{F} = q_0\vec{E}$ ga o‘xshashdir.

Vektor $\vec{\mathbf{B}}$ sinash tok elementi kattaligiga va yo‘nalishiga bog‘liq bo‘lmaydi, demak maydonning xarakteristikasi bo‘la oladi. Unga magnit induksiya vektori deb aytiladi.

Tok elementi $\vec{\mathbf{B}}$ vektoriga perpendikulyar yo‘nalgan bo‘lsa, $(\alpha = \pi/2, \sin\alpha = 1)$ $d\vec{F}_{\max}$ kuch maksimal bo‘lib, $dF = Idl\ B$ ga teng bo‘ladi. Bundan magnit induksiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{B} = d\vec{F}_{\max} / Idl \text{ . (3)}$$

Bu ifoda ham elektrostatikadagi $E = F/q_0$ formulaga o‘xshashdir. Bundan ko‘rinadiki, magnit induksiya vektorining kattaligi son jihatdan birlik tok elementiga $(I = 1A, dl = 1m)$ ta’sir qiluvchi maksimal kuchga teng bo‘ladi. Magnit induksiyasining o‘lchov birligi qilib, SI sistemasida “tesla” (Tl) qabul qilingan: $1Tl = 1N/1A \cdot 1m = 1vb/m^2$.

Har qanday vektor maydon singari, magnit maydonini ham magnit induksiya vektori chiziqlari oilasi orqali tasvirlash mumkin (elektrostatikadagi kabi). Magnit induksiya chiziqlarining manzarasi o‘zining xarakteri jihatidan elektostatik maydon kuch chiziqlaridan tubdan farq qiladi. Ma’lumki, elektrostatik maydon kuch chiziqlari zaryadlardan boshlanib, zaryadlarda tugar edi, magnit induksiya kuch chiziqlarining boshlanish va oxiri yo‘q - ular yopiq chiziqdan iborat bo‘ladi. Magnit induksiya chiziqlarining bu xossasi 71 chizmada yaqqol ko‘rinadi, a) to‘g‘ri chiziqli cheksiz uzun o‘tkazgich, b) aylanma tok v) tokli g‘altakning magnit maydon manzarasi tasvirlangan. *Chiziqlari yopiq bo‘lgan vektor maydoniga vixrli maydon deyiladi.* Demak, doimiy magnit maydoni vixrli bo‘lib, vixrsiz elektrostatik maydonidan farq qiladi. Ma’lumki, elektrostatik maydonning chiziqlari yopiq emas edi.

Superpozitsiya prinsipi. Qanday qilib toklar hosil qilgan magnit maydonning taqsimlanishini yoki maydonning induksiyasini hisoblash mumkin degan savol tug‘iladi. Eslatib o‘tamizki, bunday muammoga elektrostatikada ham duch kelgan edik, ya’ni zaryadlarning taqsimlanishi berilgan bo‘lsa, superpozitsiya prinsipi asosida elektrostatik maydon kuchlanganligini topgan edik. Shunga o‘xshash prinsip magnit maydonida ham mavjud ekanligini tajribalar tasdiqlaydi: tokli o‘tkazgichlar sistemasi tomonidan hosil qilgan maydonning har bir nuqtadagi magnit induksiyasi shu nuqtada alohida sistema qismlari hosil qilgan magnit induksiyalarining yig‘indisiga teng bo‘ladi. Xususan, agar o‘tkazgichlarni fikran cheksiz kichik elementlarga bo‘lsak, u vaqtda $\vec{\mathbf{B}} = \int dB$ teng bo‘ladi. Bu yerda $d\vec{\mathbf{B}}$ - alohida tok elementi tomonidan hosil qilingan magnit maydon induksiyasi bo‘lib, integrallash sistemadagi barcha o‘tkazgichlar bo‘yicha bajariladi.

Bio-Savar-Laplas qonuni. Dastlab masala, alohida tok elementi hosil qilgan magnit maydon induksiyasini topish formulasini chiqarishga keltiriladi. Bu yerda izolyatsiyalangan tok elementlari orqali tajribadan keyin, cheksiz uzunlikdagi turli xil o‘tkazgichlarning hosil qilgan magnit maydonini tahlil qilish orqali bilvosita aniqlanadigan formulani topishga harakat qilamiz. Bu masala Bio-Savar-Laplas qonuni ham deb ataladi va quyidagicha ko‘rinishga ega:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idlr}{r^3}. \qquad (4)$$

Bu formulada **r** -radius-vektor bo‘lib, tok elementi Idl dan vektor **B** aniqlanayotgan maydon nuqtasigacha o‘tkazilgan yo‘nalishni bildiradi (72-chizma). $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} Gn/m$ -magnit doimiylik. $d\mathbf{B}$ vektorining moduli uchun, (4) ga asosan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin\alpha}{r^2} . \qquad (5)$$

Bu yerda α- tok elementi Idl bilan, radius-vektor **r** orasidagi burchak, **B** -vektorning yo‘nalishi vektor ko‘paytma [Idl ·**r**] yo‘nalishi bilan mos keladi va parma qoidasi bilan aniqlanadi. d**B** kattalik faqat masofa **r** ga bog‘liq bo‘lmasdan, α burchakka ham bog‘liqdir, agar α=0 bo‘lsa, magnit induksiyasi nolga teng va α ning π/2 ga yaqinlashishi bilan tok kuchi oshadi. Superpozitsiya prinsipi bilan Bio-Savar-Laplas qoidasi har qanday tokli o‘tkazgichning magnit maydoni hisoblash imkoniyatini beradi.

Magnit maydon kuchlanganligi. Magnit maydonni tavsiflashda magnit induksiya bilan birgalikda yana boshqa fizikaviy kattalik-magnit maydonning kuchlanganligidan foydalaniladi. Agar $\vec{B}$ - vakuumda maydonning istalgan nuqtasidagi magnit induksiyasi bo‘lsa, u holda o‘sha nuqtada magnit maydon kuchlanganligi deb:

$$\vec{H} = \vec{B} / \mu_0 , \qquad (6)$$

ga aytiladi. μ_0 skalyar bo‘lgani uchun $\vec{B}$ kabi $\vec{H}$ ham vektordir.

SGSM absolyut birlikdir sistemasida μ_0 birga teng bo‘lgan o‘lchamsiz kattalik. Shuning uchun bu sistemada vakuumda $\vec{H}$ va $\vec{B}$ bir-biriga mos keladi. SI sistemasida $\vec{B}$ va $\vec{H}$ hatto vakuumda ham turli o‘lchamlikka ega bo‘lib, bir-biridan farq qiladi va Idl tok elementi hosil qilayotgan magnit maydon kuchlanganligi kattaligi:

$$dH = \frac{1}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2} \qquad (7)$$

Ekanligini topamiz yoki vektor shaklda:

$$d\vec{H} = \frac{1}{4\pi}\frac{I[dl \cdot r]}{r^3}. \qquad (8)$$

Hozircha biz vakuumdagi magnit maydonni qarayotgan ekanmiz, $\vec{B}$ va $\vec{H}$ vektorlarning birotasini bilish biz uchun yetarli (qaysi biri bo‘lishidan qat’i nazar), chunki agar $\vec{B}$ ni bilsak, unda (6) formulaga ko‘ra $\vec{H}$ ni topa olamiz va aksincha. Ammo magnitlanadigan muhit ichida bunday emas.

Harakatlanayotgan zaryadning magnit maydoni. Biz yuqorida tokli har bir o‘tkazgich atrof muhitda magnit maydon hosil qilishini ko‘rdik. Ammo har qanday o‘tkazgichdagi elektr toki zaryadlangan zarralar harakatidan iboratdir: metallarda elektronlar harakatidan, elektrolitlarda-ionlar harakatidan, gaz razryadda ionlar va elektronlar harakatidan iborat. Bundan har qanday harakatlanuvchi zaryad o‘z atrofida magnit maydon hosil qiladi, deb xulosa chiqarish mumkin. Bu maydon kattaligini topamiz.

Uzunligi l bo‘lgan I tokli kichik kesmani qarab chiqamiz. (7) formulaga ko‘ra bu kesma r masofadagi biror nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi:

$$\frac{1}{4\pi}\frac{Il\sin\alpha}{r^2}$$

bo‘ladi. Ammo tok kuchini tok zichligi J va o‘tkazgich kesimi S orqali ($I = JS$), tok zichligini esa zaryadlangan zarralar konsentratsiyasi n va ularning tezligi υ orqali ($J = ne\upsilon$, bunda e - zarraning zaryadi) ifodalash mumkin. Bu

$$Il = JSl = ne\upsilon Sl = Ne\upsilon$$

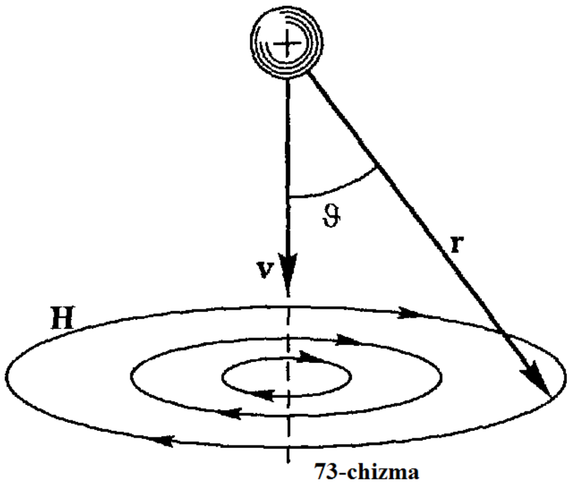
ni beradi, bunda N -o‘tkazgich kesmasidagi to‘liq zarralar soni. Shuning uchun maydon kuchlanganlikni quyidagi ko‘rinishda tasavvur qilish mumkin:

$$\frac{1}{4\pi}\frac{Ne\upsilon\sin\alpha}{r^2}.$$

Bundan bitta zaryadlangan zarra hosil qiladigan maydon kuchlanganligi quyidagi qiymatga ega bo‘lishi kelib chiqadi:

$$\frac{1}{4\pi}\frac{e\upsilon\sin\alpha}{r^2}. \qquad (9)$$

Bu maydonning yo‘nalishi zarralar tezligi υ ga va zaryaddan qaralayotgan nuqtagacha o‘tkazilgan radius vektor r ga perpendikulyar bo‘lib, avvalgidek o‘ng parma qoidasiga bo‘ysunadi (73-chizma).



73-chizma

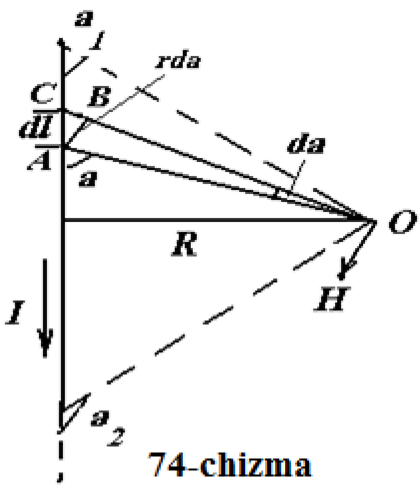
Vektorlar algebrasi belgilanishidan foydalanib, harakatlanayotgan zaryadning kattaligini ham, maydon yo‘nalishini ham bitta formula bilan ifodalash mumkin:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi}\frac{e[\upsilon\cdot r]}{r^2}. \qquad (10)$$

Bu formula υ tezlik bilan harakatlanayotgan musbat zaryadning maydon kuchlanganligini ifodalaydi. Agar manfiy zaryad harakatlanayotgan bo‘lsa, u holda formuladagi e ni $-e$ ga almashtirish lozim.

(10) ni (8) bilan taqqoslab, harakatlanayotgan zaryad o‘zining magnit xossalariga ko‘ra tok elementiga ekvivalent ekanligini ko‘ramiz:

$$Il = e\upsilon \qquad (11).$$



74-chizma

39-§. Toklarning magnit maydoni.

a)To‘g‘ri chekli o‘tkazgichning magnit maydon induksiyasini hisoblash. O‘tkazgich o‘qidan R masofada joylashgan O nuqtada (74-chizma) to‘g‘ri chekli o‘tkazgich hosil qilayotgan maydon kuchlanganligini topamiz. O‘tkazgichning biror dl elementining maydon kuchlanganligi Bio-Savar-Laplas qonuniga ko‘ra:

$$dH = \frac{1}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2}. \qquad (1)$$

Chizmadan ko‘rinib turibdiki, AB aylana yoyi $rd\alpha$ teng. Unda:

$$dl = \frac{rd\alpha}{\sin\alpha},$$

$$r = \frac{R}{\sin\alpha},$$

$$dl = \frac{Rd\alpha}{\sin^2\alpha}$$

Bu ifodalarni (1) qo‘yib, o‘tkazgichning bir elementi hosil qiladigan maydon kuchlanganligini topamiz, u quyidagiga teng:

$$dH = \frac{1}{4\pi}\frac{Idl\sin\vartheta}{r^2} = \frac{I}{4\pi}\frac{Rd\alpha\cdot\sin\alpha\cdot\sin^2\alpha}{\sin^2\alpha\cdot R^2} = \frac{I}{4\pi R}\sin\alpha d\alpha$$

Shuning uchun maydonning to‘liq kuchlanganligi:

$$H = \frac{I}{4\pi R}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}\sin\alpha d\alpha = \frac{I}{4\pi R}\left(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2\right) \qquad (2)$$

ga teng bo‘ladi. (2) va parma qoidasidan foydalanilsa, o‘tkazgichning barcha kichik elementlari hosil qilgan dH vektorlari bir hil yo‘nalishga, chizma orqasi tomon yo‘nalgan bo‘ladi va (+) bilan belgilanadi. Shuning uchun yig‘indi vektor **H** ham shu yo‘nalishga tomon bo‘ladi, uning absolyut miqdori barcha dH larning absolyut miqdorlarining yig‘indisiga teng bo‘ladi. Magnit maydon kuchlanganligi SI birliklar sistemasida bir metrga amper (A/m) da o‘lchanadi.

b) Cheksiz uzun to‘g‘ri o‘tkazgichning magnit maydoni. O‘tkazgich o‘qidan R masofada joylashgan O nuqtada (74-chizma) to‘g‘ri chekli o‘tkazgich hosil qilayotgan maydon kuchlanganligini topamiz. O‘tkazgichning uzunligi R ga nisbatan juda kichik deb hisoblaymiz. Bu holda o‘tkazgich hamma elementlarining magnit maydoni kuchlanganligi bir xil (chizma tekisligiga perpendikulyar) va shuning uchun kuchlanganliklarning absolyut qiymatlarini qo‘shish mumkin:

$$dH = \frac{1}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2}.$$

Chizmadan:

$$r = \frac{R}{\sin\alpha}$$

$$dl = \frac{rd\alpha}{\sin\alpha} = \frac{Rd\alpha}{\sin^2\alpha}.$$

$$dH = \frac{1}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2} = \frac{I}{4\pi}\frac{R\sin\alpha\cdot\sin^2\alpha}{R^2\sin^2\alpha}.$$

$$dH = \frac{I}{4\pi R}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}\sin\alpha d\alpha = \frac{I}{4\pi R}\left(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2\right).$$

Cheksiz uzun o‘tkazgichda $\alpha_1 = 0$ va $\alpha_2 = 180^0$. Unda cheksiz uzun to‘g‘ri o‘tkazgichning magnit maydon kuchlanganligi:

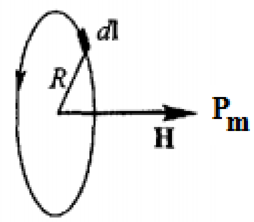
$$dH = \frac{I}{4\pi R}\left(1-(-1)\right) = \frac{I}{2\pi R}. \qquad (3)$$

Bu formula orqali o‘tkazgich yetarlicha uzun ya’ni uzunligi aniqlanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofadan juda katta bo‘lgan hollarda magnit maydon kuchlanganligini topish mumkin $(R << l)$.

(3) ga asoslanib magnit maydon kuchlanganligi o‘lchamliligi aniqlanadi. Cheksiz uzun o‘tkazgichdan $I = 1A$ tok oqayotganda uning o‘qidan $R = \frac{1}{2\pi} m$ masofada A/m bo‘lgan magnit maydon kuchlanganligi hosil bo‘ladi.

c) Aylanma o‘tkazgich markazidagi magnit maydoni. Bu holda $\alpha = 90^0$ va $r = R$. Bu yerda R aylana radiusi bo‘lib dl barcha uchastkalar uchun doimiydir:

$$dH = \frac{1}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2} = \frac{Il}{4\pi r^2} = \frac{I2\pi R}{4\pi R^2} = \frac{I}{2R}$$



75-chizma

O‘tkazgich uzunligi aylana uzunligiga teng:

$$dH = \frac{I}{2R} \quad (4).$$

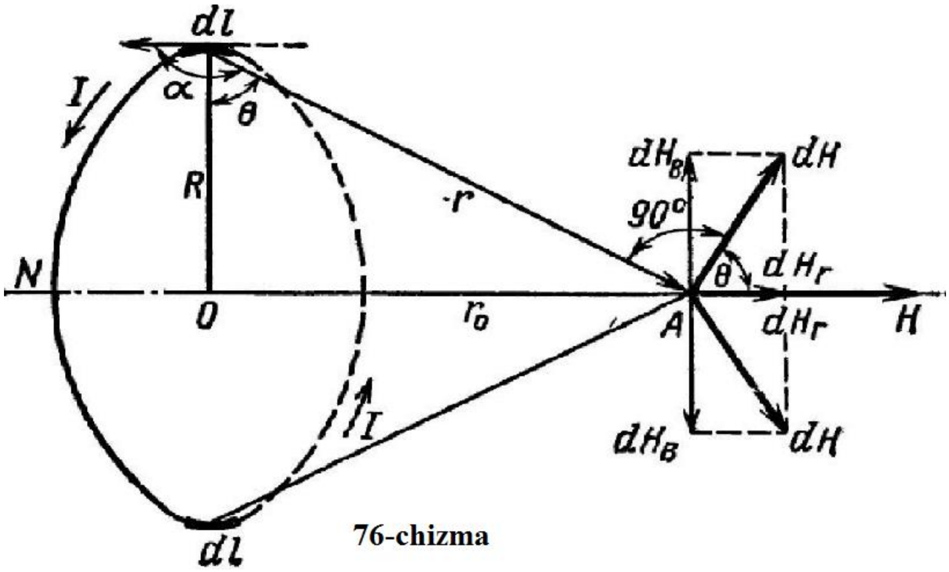
Yopiq tokli o‘tkazgichni magnit moment vektorini $\mathbf{P_m}$ orqali ifodalash qulaydir, uning kattaligi yassi kontur bo‘lgan holda tok kuchi I ning kontur yuzasi S ga kupaytmasiga teng bo‘ladi:

$$\mathrm{P}_m = I \cdot S = \pi R^2 I \quad \text{yoki} \quad \mathrm{P}_m = \mu_0 IS \,. \qquad (5)$$

Magnit momenti aylanma tok tekisligiga uning O markazida perpendikulyar joylashgan va yo‘nalishi aylanma tok markazidagi magnit maydon kuchlanganligi bilan bir xil bo‘lgan vektor bo‘lib uning yo‘nalishi parma qoidasi bilan aniqlanadi: agar parma dastasini tok yo‘nalishi bilan aylantirsak, uning ilgarilanma harakati P_m vektorning yo‘nalishini aniqlaydi (75-chizma). *Tashqi magnit maydonda aylanma tok shunday buriladiki, uning magnit momenti tashqi maydon bo‘ylab turib qoladi.*

d) Aylanma tok o‘qida magnit maydon kuchlanganligi. I aylanma tokning uning $NN^`$ o‘qida yotuvchi A nuqtada hosil qilgan maydonining to‘la kuchlanganligini aniqlaylik; aylanma kontur kitob betiga perpendikulyar joylashgan (76-chizma). Konturda bir-biriga diametral qarama-qarshi bo‘lgan dl elementar qismlar ajratamiz va bu qismlarning A nuqtada hosil qilgan maydonlarining

ΔH elementar kuchlanganliklari vektorlarini yasaymiz. dH ni ikki tashkil etuvchi: $NN^{`}$ o‘q bo‘ylab yo‘nalgan $dH_{г}$ va unga perpendikulyar $dH_{в}$ tashkil etuvchilarga ajratish mumkin.



76-chizma

76-chizmadan diametral qarama-qarshi dl qismlarning har bir jufti uchun $dH_{в}$ tashkil etuvchilarning kattaligi teng va qarama-qarshi tomonga yo‘nalgan, $dH_{г}$ tashkil etuvchilar esa kattaligi teng va bir tomonga yo‘nalgan. Shuning uchun barcha dl qismlarning hosil qilgan elementar dH kuchlanganligini geometrik qo‘shishda $dH_{в}$ tashkil etuvchilar o‘zaro bir-biridan yo‘qotadi va A nuqtadagi to‘la H kuchlanganlik barcha $dH_{г}$ larning algebraik yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$H = \int_{(l)} dH_{г}. \quad (6)$$

76-chizmaga muvofiq,

$$dH_{г} = dH\cos\theta = \frac{R}{r}dH.$$

u holda Bio-Savar-Laplas qonuniga ko‘ra:

$$dH = \frac{Idl\sin\alpha}{4\pi r^{2}}.$$

va tokning barcha elementlari radius vektorga perpendikulayar bo`lganligidan: $\alpha = 90^0$ ekanligini nazarga olib, quyidagicha yozish mumkin:

$$dH_{г} = \frac{IRdl}{4\pi r^3}.$$

Bu ifodani (1) formulaga quyib, hamda I , R va r kattaliklar konturning barcha qismlari uchun bir xil ekanligini hisobga olgan holda quyidagi ifodani hosib qilamiz:

$$H = \frac{IR}{4\pi r^3}\int_{(l)} dl.$$

$l = 2\pi R$ va $r = \sqrt{R^2 + r_0^2}$ bo‘lgani uchun maydon kuchlanganligining eng oxirgi ifodasi shunday bo‘ladi:

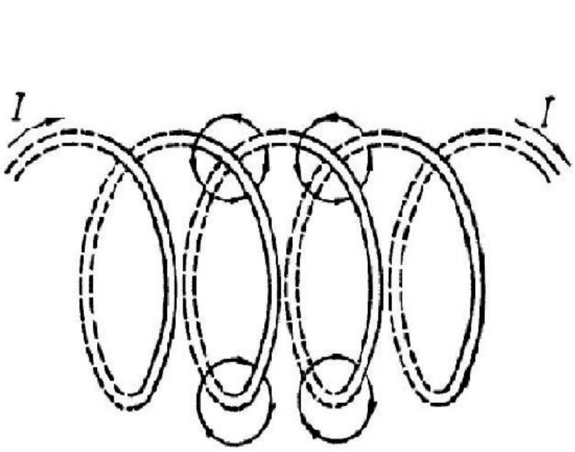
$$H = \frac{IR^2}{2(R^2 + r_0^2)^{\frac{3}{2}}}\cdot (7)$$

Bu kuchlanganlik aylanma tokning o‘qi bo‘ylab yo‘nalgan.

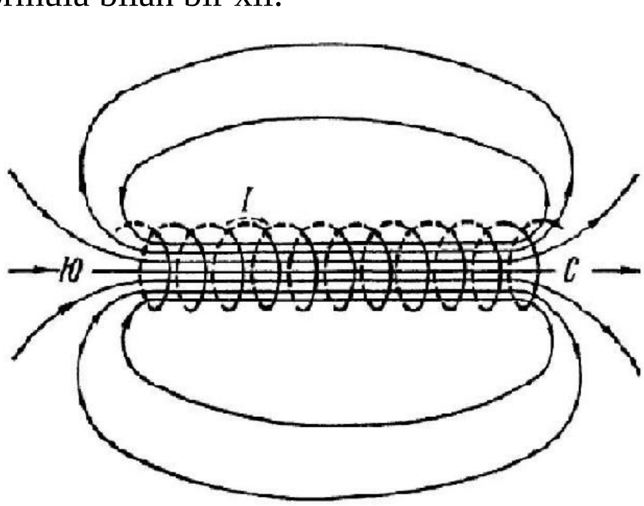
$r_0 = 0$ bo‘lganda, ya’ni aylanma tok markazi uchun (7) ifodaga ko‘ra:

$$H = \frac{I}{2R}$$

Kelib chiqadi, bu ilgari chiqarilgan (3) formula bilan bir xil.



77-chizma



78-chizma

Solenoidning magnit maydoni. O‘ramlari bir yo‘nalishda o‘ralgan simdan qilingan silindrik shakldagi g‘altak solenoid (grekcha nay ko‘rinishi so‘zidan olingan) deyiladi (77-chizma). Solenoidning magnit maydoni qator turgan va umumiy o‘qqa ega bo‘lgan bir necha aylanma toklar hosil qilgan maydonlarning qo‘shish natijasidan iborat bo‘ladi. 77-chizmada I tokli solenoidning to‘rtta o‘rami ko‘rsatilgan. Tushunarli bo‘lishi uchun o‘ramlarning ko‘rinmaydigan qismi punktir chiziqlar bilan ko‘rsatilgan. Bu chizmadan solenoid ichida har bir alohida o‘ramining kuch chiziqlari bir xil yo‘nalishda, qo‘shni o‘ramlar orasida esa qarama-qarshi yo‘nalishda bo‘lishi ko‘rinib turibdi (kuch chiziqlarining yo‘nalishi parma qoidasiga muvofiq aniqlangan). Shuning uchun solenoid yetarlicha zich o‘ralganda qo‘shni o‘ramlari kuch chiziqlarining qarama-qarshi yo‘nalgan qismlari o‘zaro yo‘qotishadi, bir xil yo‘nalgan qismlari esa butun solenoidning ichidan o‘tuvchi va uni tashqi tomondan qamrab oluvchi umumiy berk kuch chizig‘iga qo‘shilib ketadi.

Uzun solenoid magnit maydonini temir kukunlari yordamida o‘rganishda olingan tasvirga o‘xshatilgan chizma keltirilgan (78-chizma). Agar solenoid o‘ramlari bir-biriga zich tegib turganda uning uzunligi kam deganda diametridan 4-5 marta katta bo‘lsa, bunday solenoidni uzun deyish mumkin). Amalda solenoid ichidagi maydon *bir jinsli,* solenoid tashqarisidagi maydon esa bir jinsli bo‘lmaydi va nisbatan zaif (kuch chiziqlarining quyuqligi bu yerda juda siyrak) bo‘ladi.

Solenoidning tashqi maydoni sterjensimon magnitning maydoniga o‘xshash bo‘ladi (78-chizmaga qarang). Magnit singari, solenoidning ham N shimoliy va S janubiy qutblari hamda neytral zonasi bo‘ladi.

Uzun solenoid ichidagi magnit maydon H kuchlanganligi quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$H = \frac{IN}{l}. \quad (8)$$

Bu yerda l -solenoid uzunligi, N -uning o‘ramlari soni, I -solenoiddan o‘tayotgan tok kuchi. IN ko‘paytma *amper-o‘ramlar soni* deb yuritiladi.

(8) formula chekli uzunlikdagi solenoid ichidagi maydon kuchlanganligi ifodasining xususiy holidir. Bu ifoda quyidagicha chiqariladi.

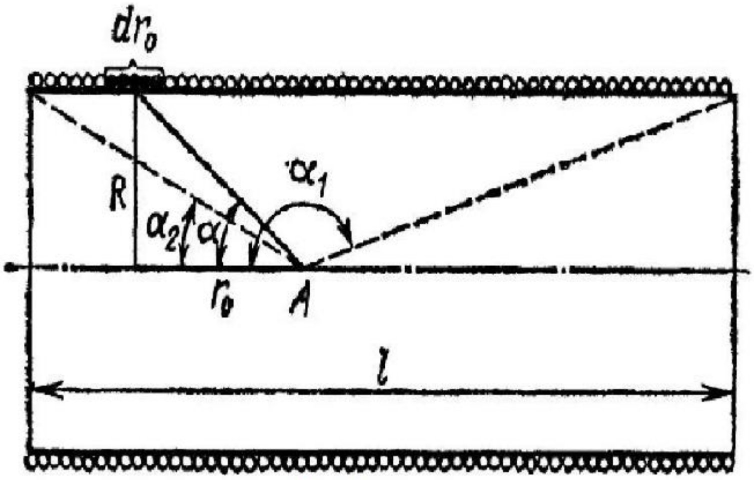
79-chizmada solenoidning o‘qi orqali o‘tgan vertikal tekislik bilan bo‘ylama kesimi tasvirlangan. Solenoidning uzunligi - l , uning o‘ramlari radiusi - R , o‘ramlar soni - N , solenoiddan o‘tgan tok kuchi - I .

Solenoidni umumiy o‘qqa ega bo‘lgan va bir-biriga zich joylashtirilgan o‘ramlar (aylanma toklar) yig‘indisi deb olib, solenoidning o‘qidagi A nuqtada magnit maydoni kuchlanganligini uning barcha o‘ramlari kuchlanganliklari yig‘indisi sifatida aniqlaymiz. Buning uchun solenoidning dr_0 uzunlikdagi kichik qismini ajratib olamiz. Bu uzunlikda $\frac{N}{l}dr_0$ ta o‘ram bo‘ladi. (2) formulaga muvofiq, bir o‘ram maydonining kuchlanganligi:

$$\frac{IR^2}{2(R^2 + r_0^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Shuning uchun dr_0 qismi hosil qilgan maydon kuchlanganligi quyidagicha bo‘ladi:

$$dH = \frac{IR^2}{2(R^2 + r_0^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{N}{l} dr_0. \quad (9)$$



79-chizma

79 - chizmadan ko‘rinib turibdiki, $r_0 = Rctg\,\alpha$. U holda

$$R^2 + r_0^2 = R^2(1 + ctg^2\alpha) = \frac{R^2}{\sin^2\alpha} \text{ va } dr_0 = -R\frac{d\alpha}{\sin^2\alpha}$$

Endi $R^2 + r_0^2$ va dr_0 ning bu ifodalarini (4) formulaga qo‘yib qisqartirsak:

$$dH = -\frac{IN}{2l}\sin\alpha \cdot d\alpha. \quad (10)$$

Oxirgi ifodani $\alpha = \alpha_1$ dan $\alpha = \alpha_2$ chegaralarda integrallab, A nuqtadagi to‘la kuchlanganlikni topamiz:

$$dH = -\frac{IN}{2l}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}\sin\alpha \cdot d\alpha = \frac{IN}{2l}(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1). \quad (11)$$

Yetarlicha uzun solenoidda $\alpha_2 \to 0$ va $\alpha_1 \to 180^0$. Bu holda (11) formula shunday ko‘rinishga keladi:

$$H = \frac{IN}{l}.$$

Ko‘rinib turibdiki, bu (8) formula bilan bir xil.

Shunday qilib, yetarlicha uzun solenoid ichida magnit maydoni kuchlanganligi amalda hamma joyda bir xil bo‘ladi; kuchlanganlik solenoid o‘qi bo‘ylab parma qoidasiga muvofiq yo‘nalgan.

Toroid – tor (– aylananing shu aylana tekisligida yotgan, biroq uni kesib o‘tmaydigan o‘q atrofida aylanishidan hosil bo‘lgan geometrik jism, velosiped kamerasi taxminan tor shaklida deyish mumkin). Dam berilgan aylana shaklida o‘ralgan simlardan iborat g‘altakning magnit maydoni ham amaliy jihatdan muhim ahamiyatga ega (80-chizma). Toroidning magnit maydoni toroidning ichida bir jinsli va toroidni o‘z ichida berk bo‘ladi; toroiddan tashqarida maydon bo‘lmaydi. Toroidni anchagina uzun solenoidning halqa qilib o‘ralgani deb qarash mumkin va toroid magnit maydoni kuchlanganligini hisoblash uchun (3) formuladan foydalanish mumkin:

$$H = \frac{IN}{l} = \frac{IN}{2\pi r}$$

Bu yerda $l = 2\pi r$ toroid o‘qining uzunligi, r - toroidal halqaning radiusi, N - toroid o‘ramlari soni.

40-§. Parallel toklarning magnit maydoni.

Ma’lumki, Amper yana bir tajribasida parallel va antiparallel joylashgan tokli o‘tkazgichlarning bir-birini tortishini va itarishini kuzatgan edi. Kulon qonunidan esa, bir xil qutbdagi magnitlar, bir-birini itarishini va har xil qutbli magnitlar bir-birini tortishishini bilamiz. Bu o‘zaro ta’sirlar magnit maydoni orqali amalga oshiriladi: Tokli o‘tkazgich o‘z atrofida magnit maydoni hosil qiladi va bu maydonda joylashgan har qanday o‘tazgichga ta’sir ko‘rsatadi. Agar o‘tkazgichlardagi tok doimiy bo‘lsa va o‘tkazgichlar qo‘zg‘almas bo‘lsa, u vaqtda ular hosil qilgan magnit maydoni fazoning har bir nuqtasida vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi. Bunday magnit maydoniga doimiy magnit maydon deyiladi. Doimiy magnit maydonining nazariyasi elektrostatik maydon nazariyasiga o‘xshash bo‘ladi. Mana shu hol materialni chuqur o‘zlashtirishga yordam beradi.

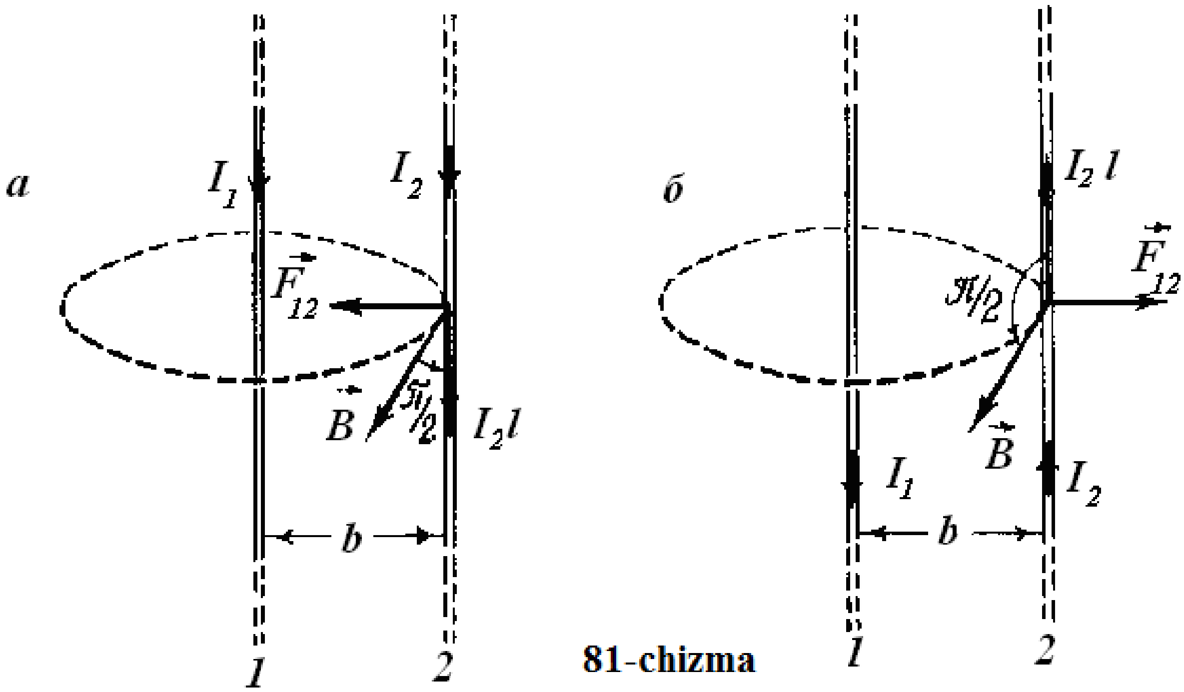
Tokli o‘tkazgichga magnit maydoni tomonidan ta’sir qiluvchi kuchlarni aniqlash uchun quyidagicha ish qilamiz. Tokning juda kichik elementiga ta’sir qiluvchi kuch Amper qonuniga ko‘ra aniqlanadi. O‘tkazgichning barcha kichik elementlariga ta’sir etuvchi kuchlarning yig‘indisi olinadi, natijada tokli o‘tkazgichga ta’sir etuvchi to‘la kuch topiladi. Agar o‘tkazgich to‘g‘ri chiziqli bo‘lsa, maydon bir jinsli bo‘lsa, chekli uzunlik qismiga ta’sir etuvchi kuch **F** ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F} = I\left[\vec{l}, \vec{B}\right]. \qquad (1)$$

Misol sifatida ikkita parallel uzun tokli o‘tkazgichning o‘zaro ta’sir etuvchi kuchini hisoblaymiz. 1-chi va 2-chi o‘tkazgichdagi tok kuchlarini I_1 va I_2 bilan, o‘tkazgich orasidagi masofani b bilan belgilab (81-chizma), 1-chi o‘tkazgichni 2-chi o‘tkazgichning l uzunligining uchastkasiga ta’sir qiluvchi kuch $\vec{F}_{12}$ ni hisoblaymiz. 1-o‘tkazgichning 2-o‘tkazgich joylashgan nuqtalaridagi maydon induksiyasi kattaligi jihatdan teng va yo‘nalish jihatdan qarama-qarshi bo‘lib, formula (1) bilan aniqlanadi. Shuning uchun $\vec{F}_{12}$ kuch uchun (1) formula o‘rinlidir:

$$\vec{F}_{12} = \left\lfloor I_2 \vec{l} \vec{B} \right\rfloor,$$

va $I_2 l$ bilan B o‘rtasidagi burchak π/2 ga teng ekanligini hisobga olsak, kuchning absolyut qiymati uchun $|F_{12}| = I_2 lB$ ga ega bo‘lamiz.



81-chizma

To‘g‘ri cheksiz uzun o‘tkazgich uchun $\vec{B}$ ning qiymatini qo‘ysak, I ni I_1 ga almashtirsak, oxirida quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$F_{12} = \frac{\mu 2 I_1 I_2 l}{4\pi b}. \qquad (2)$$

$\vec{F}_{12}$ kuch 1- o‘tkazgichga yo‘nalgan bo‘ladi, agar I_1 va I_2 toklar bir xil yo‘nalishga ega bo‘lsa tortishadi (81-*a* chizma), agar toklarning yo‘nalishi qarama-qarshi bo‘lsa, itariladi (81-*b* chizma). Shunday qilib, bir xil yo‘nalgan toklar (parallel toklar) bir - biriga tortishadi, qarama-qarshi yo‘nalishda (antiparallel) bo‘lsa bir-biridan itariladi.

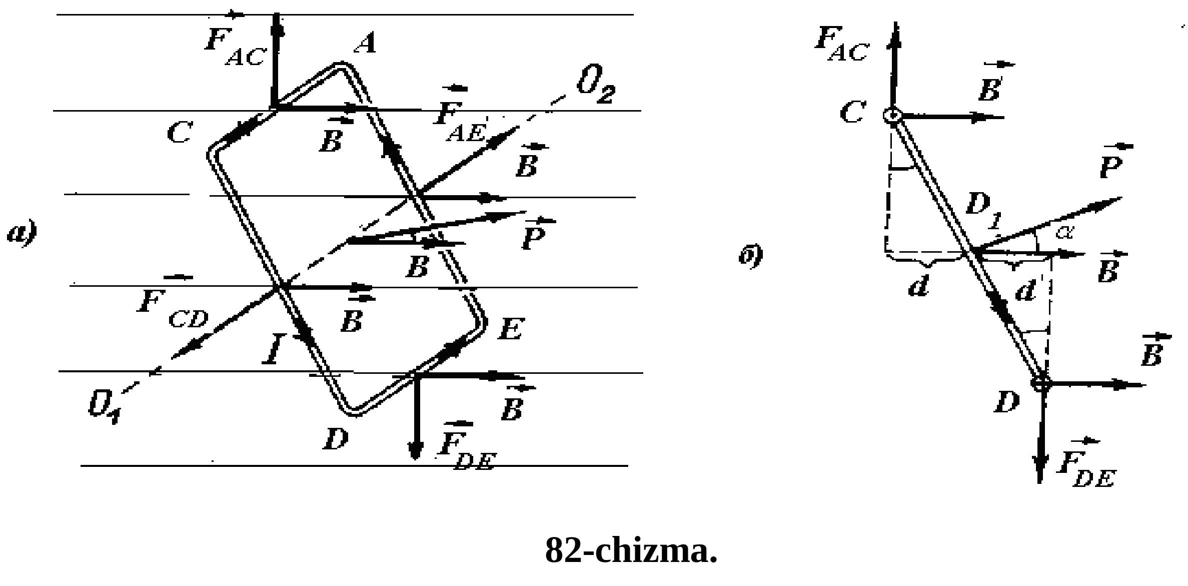
Formula (2) dan SI sistemasida tok kuchi birligini aniqlashda qo‘llaniladi. Agar $I_1 = I_2 = 1A, b = 1м$ bo‘lsa $F_{12}/l = 2\mu_0/4\pi$ bo‘ladi. Shunday qilib, **1Amper** tok kuchi shunday kattalikka ega bo‘ladiki, cheksiz uzun parallel o‘tkazgichlardan o‘tganda o‘tkazgich uzunlik birligiga $2\mu_0/4\pi$ yoki (2) ga ko‘ra $2 \cdot 10^{-7} N/m$ kuchni hosil qiladi.

Magnit maydonining tokli o‘tkazgichga ta’siri. Endi magnit maydonining yopiq tokli konturga ta’sirini o‘rganamiz. Bir jinsli magnit maydoniga joylashtirilgan **ASDE** tokli ramkaga ta’sir etuvchi kuchni hisoblaymiz. Ramka tomonlari **AS=DE=*a*** va **SD=EA=*b*** undagi tok kuchi I va ramka shunday yo‘nalganki, **AS** va **DE** tomonlari magnit induksiya chiziqlariga perpendikulyardir. Ramkaning magnit moment vektori $\vec{P}$ magnit maydon induksiyasi vektori $\vec{B}$ bilan α burchak hosil qiladi (82-chizma).

Ramka tomonlariga ta’sir qilgan kuchni (2) bilan aniqlaymiz. Ramkaning yo‘nalishini hisobga olsak, uning absolyut kattaliklari mos ravishda quyidagiga teng:

$$F_{AC} = F_{DE} = IaB\sin\pi/2 = IaB$$

$$F_{CD} = IbB\sin(\pi/2 - \alpha) = IbB\cos\alpha \qquad (3)$$



82-chizma.

$$F_{EA} = IaB\sin(\pi/2+\alpha) = IbB\cos\alpha = F_{CD}.$$

Ularning yo‘nalishi chizmada ko‘rsatilgan.

Shuni qayd etish lozimki, yig‘indi kuch nolga teng, chunki kuchlar kattaligi jihatdan teng va yo‘nalishi jihatdan qarama-qarshidir:

$$F_{AC} = F_{DE} = F_{DC} = F_{EA} = 0.$$

Demak, ramkaning massa markazi dastlab qo‘zg‘almas bo‘lgan bo‘lsa, u qo‘zg‘almas bo‘lib qoladi. Endi O_1O_2 o‘qqa nisbatan kuch momentini hisoblaylik (ramka tomonlari AS va DE ga parallel o‘tgan o‘qqa nisbatan kuch momenti). $M_{AC}, M_{DE}, M_{CD} va \cdot M_{EA}$ larning absolyut qiymatlarini $M = F_{\perp}d$ formulaga asosan hisoblaymiz, bu yerda $F_{\perp}$- kuchning tekislikka perpendikulyar bo‘lgan o‘qqa proeksiyasi, *d*-uning yelkasi. $F_{CD} va \cdot F_{EA}$ kuchlar o‘q bo‘ylab yo‘nalgani uchun uning perpendikulyar proeksiyalari nolga teng bo‘ladi $M_{CD} = M_{EA} = 0$. $F_{AC} va \cdot F_{DE}$ kuchlar o‘qqa perpendikulyar bo‘lgan tekislikda yotadi. Ular bir xil absolyut kattalikka (3) ega bo‘ladilar va yelkalari $d = b\sin\alpha/2$ (82-*b* chizma). Shuning uchun $M_{AC} = M_{DE} = IaBb\cdot\sin\alpha/2$. Bu momentlar bir xil yo‘nalishda ta’sir qiladi (82-*b* chizma, ikkala moment ramkani soat strelkasiga teskari yo‘nalishda aylantiradi), yig‘indi momentning absolyut qiymati ular absolyut momentlarining yig‘indisiga teng:

$$M = M_{AC} + M_{DE} = 2M_{AC} = IabB\sin\alpha. \qquad (4)$$

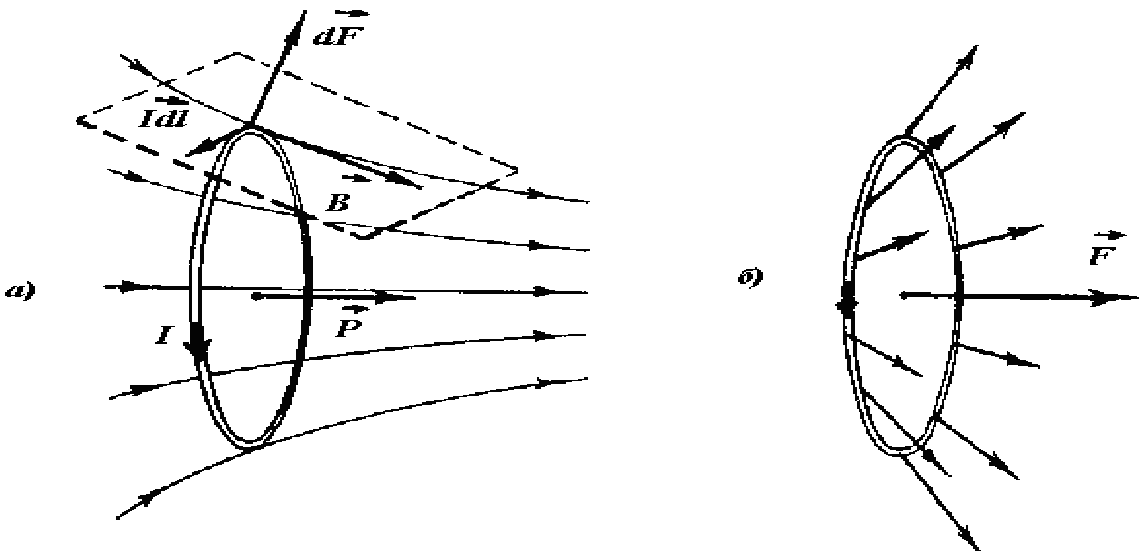
$a\cdot b = S$ bo‘lgani uchun, S -ramka yuzasi, $I\cdot S = P$ ramkaning magnit momenti, u vaqtda $M = PB\sin\alpha$ kuch momentini vektor formada yozsak:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{PB}]. \qquad (5)$$

Bu formula ixtiyoriy formadagi tokli kontur uchun o‘rinlidir va u istalgan o‘q va istalgan nuqta uchun kuch momentini aniqlashini isbot qilish mumkin.

Kuch momenti (5) ramkani turg‘un muvozanat holatga qaytarishga harakat qiladi, chunki magnit momenti **P** magnit induksiya **B** bo‘ylab yo‘nalgandir.(**P** va **B** antiparallel bo‘lgan holatda, turg‘un holat bo‘lmaydi, aksincha turg‘unsiz ekanligini ko‘rsatish mumkin). Bulardan tashqari, 82-chizmadan ko‘rinadiki, kontur maydon tomonidan deformatsiyalovchi ta’sirga ega bo‘ladi. Shunday qilib, tokli konturning magnit maydonida o‘zini tutishi dipolning elektr maydonida tutishiga o‘xshashdir.

Endi tokli konturning bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonida harakatini qaraylik. Bir jinsli magnit maydonida tokli konturga magnit maydon induksiyasi bo‘yicha orientirlovchi kuch ta’sir qilishini biz ko‘rgan edik, undan farqli ravishda,



83-chizma

bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonida ramkaga ta’sir etuvchi yig‘indi kuch noldan farq qiladi (83-*a* chizma). Haqiqatda konturning elementar uchastkalariga ta’sir etuvchi kuchlar (5) ga ko‘ra, konussimon manzarani hosil qiladi (83-*b* chizma) va maydon yo‘nalishi bo‘yicha yig‘indi kuchni hosil qiladi.

Shunday qilib, bir jinsli bo‘lmagan magnit maydon konturni magnit induksiya bo‘ylab yo‘naltirishga xarakat kiladi, ya’ni uni kuchli maydon tomon tortadi. Kontur o‘z-o‘zidan qo‘yib yuborilsa ham shunday hol sodir bo‘ladi. Agar konturni magnit momenti maydon induksiya chiziqlariga qarama-qarshi holda ushlab turilsa, ko‘rish qiyin emaski, konturga teskari yo‘nalishda kuch ta’sir qiladi va uni kuchsiz maydon tomonga olib keladi. Bu yerda ham dipolning bir jinsli bo‘lmagan maydonidagi singari xodisa ro‘y beradi.

Magnit oqimi. Magnit induksiya vektori oqimi yoki magnit oqimi deb, kichik yuzacha dS orkali o‘tuvchi, **B** vektorining B_n proeksiyasining shu yuzaga ko‘paytmasi bilan aniqlanadigan fizik kattalikka aytiladi:

$$d\Phi_m = B_n dS = BdS\cos(B,n) = \vec{B}d\vec{S} \qquad (6)$$

bu yerda **dS- n** vektorga normallashtirilgan dS - yuzacha. Bu ifodani S bo‘yicha integrallasak,

$$\Phi_m = \int B_n dS = \int \vec{B}d\vec{S}$$

bu yerda Φ_m - ixtiyoriy S sirt orqali o‘tuvchi magnit oqimi. Agar maydon bir jinsli bo‘lsa, sirt S yassi va maydonga perpendikulyar joylashgan, u vaqtda $B_n = B = const$ va

$$\Phi_m = B \cdot S. \qquad (7)$$

Keyinchalik ko‘ramizki, magnit oqimi magnit maydonlarining o‘zaro ta’siri bilan bog‘liq hodisa bo‘lib, elektromagnit induksiya hodisalarida juda keng qo‘llaniladi. Shuning uchun ham magnit oqimi elektromagnetizmda ishlatiladigan asosiy kattaliklardan hisoblanadi.

Formula (7) dan magnit oqimining o‘lchov birligini keltirib chiqarish mumkin. SI sistemasida magnit oqimi veber (Vb) bilan o‘lchanadi.

$$1Vb = Tl \cdot m^2.$$

SGSM sistemasida - maksvell (mks) bilan o‘lchanadi.

$$1mks = 1Gs \cdot 1sm^2.$$

$1Tl = 10^4 Gs \cdot 1m^2 = 10^4 \cdot sm^2$ bo‘lgani uchun 1Vb=10^8mks, bu yerda Gs – Gauss.

Elektrodinamikada Gauss teoremasining magnit maydoni uchun quyidagi teorema isbot qilindi: Har qanday ixtiyoriy yopiq sirt bo‘yicha o‘tgan magnit oqimi nolga teng:

$$\int BdS = 0. \qquad (8)$$

41-§. Magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadlangan zarrachaga ta’sir etuvchi kuch.

Zaryadning bir jinsli magnit maydonida harakatining xususiy holni qaraymiz. Zaryadning boshlang‘ich tezligi **u** magnit induksiyasi **B** ga perpendikulyar bo‘lsin. Bu holda zaryad magnit induksiyaga perpendikulyar bo‘lgan tekislikda aylana bo‘yicha tekis harakat qiladi. Eng avvalo shunday xulosaga kelamizki, traektoriya **B** ga perpendikulyar bo‘lgan tekislikda yotadi. Haqiqatan Lorens kuchi **B** vektoriga perpendikulyar bo‘lgani uchun, u vaqtda bu tufayli paydo bo‘lgan tezlanish, ya’ni tezlikning o‘zgarishi $du = adt$ ham **B** ga perpendikulyar bo‘ladi. Unda boshlang‘ich tezlik ham **B** ga perpendikulyar bo‘lgan tekislikda yotadi va traektoriya bu tekislikdan chiqib keta olmaydi. $F \perp u$ bo‘lgani va Lorens kuchi traektoriyaga normal bo‘lgani uchun normal tezlashish a_n hosil qiladi, uning kattaligi mexanikadan ma’lumki, $a_n = u^2 / R$ formula bilan aniqlanadi. Bu yerda R - traektoriyaning egrilik radiusi.

Nyutonning II qonuniga ko‘ra, $F = ma_n$, a_n va F ning ifodasini qo‘ysak ($\alpha=\pi/2$ bo‘lganda sin $\alpha=1$) quyidagiga ega bo‘lamiz:

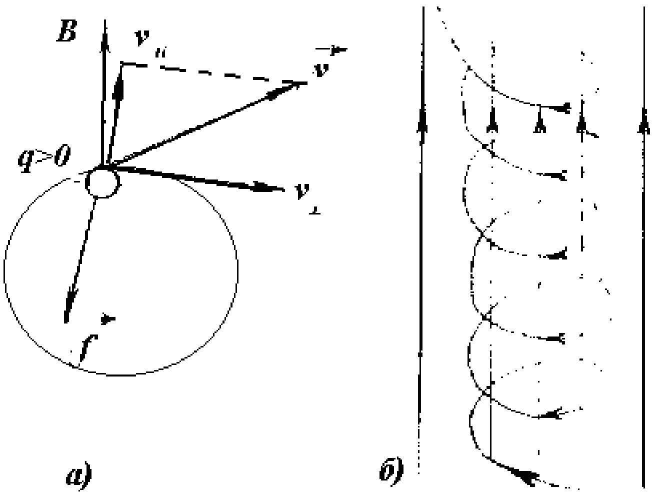
$$mu^2 / R = quB.$$

Bu yerdan traektoriya radiusini topamiz:

$$R = \frac{mu}{qB}. \qquad (1)$$

Zaryadning bir jinsli magnit maydonida harakatida $u = const$ va $B = const$ (bir jinsli maydon) bo‘lgani uchun egrilik radiusi ham doimiy kattalikka teng bo‘ladi.

Demak, izlanayotgan traektoriya aylanadan iborat bo‘ladi va uning radiusi (1) bilan aniqlanadi. Eslatib o‘tamizki, turli xil ishoradagi zaryadlar uchun Lorens kuchi qarama-qarshi yo‘nalishga ega bo‘ladi. Shunga mos ravishda turli hil zaryadning aylanish yo‘nalishi ham turlicha bo‘ladi.



84-chizma

Umumiy holda, boshlang‘ich tezlik u magnit induksiyasi bilan α burchak hosil qilsa, u vaqtda zaryadning harakati ikkita tashkil etuvchiga: **B** vektorga parallel o‘qqa va unga perpendikulyar bo‘lgan tekislik bo‘yicha ajratiladi. Lorens kuchi absolyut qiymat jihatdan $F = quB\sin\alpha$ va bu vaqtda ham **B** ga perpendikulyar bo‘lgan tekislikda yotadi, tezlikning bu tekislikda tashkil etuvchisi $u_{\perp} = u\sin\alpha$ ga teng bo‘ladi (84-*a* chizma).

Shuning uchun, avvalgi holga o‘xshash, traektoriya **B** vektoriga perpendikulyar bo‘lib, aylana radiusi qo‘yidagi shartdan aniqlanadi:

$$\frac{mu_{\perp}^2}{R} = quB\sin\alpha.$$

Bu yerda

$$R = \frac{mu\sin\alpha}{qB}. \quad (2)$$

B vektor bo‘yicha harakat $\upsilon_{II} = \upsilon\cos\alpha$ tezlik bo‘yicha tekis bo‘ladi, chunki bu yo‘nalish bo‘yicha Lorens kuchining proeksiyasi 0 ga teng. Shu holda, yig‘indi harakat traektoriyasi vint chizig‘idan iborat bo‘ladi (84-b chizma), zaryadlangan zarracha magnit induksiya chizig‘iga o‘ralganday bo‘ladi.

Agar zaryadlangan zarracha elektron bo‘lib uning energiyasi *eV* larda ifodalangan va *U* ga teng bo‘lsa, u holda:

$$\frac{m\upsilon^2}{2} = eU, \quad \upsilon = (2\frac{e}{m}U)^{1/2},$$

va shuning uchun:

$$R = \left(\frac{2m}{e}\right)^{1/2} \frac{\sqrt{U}}{B} \quad .$$

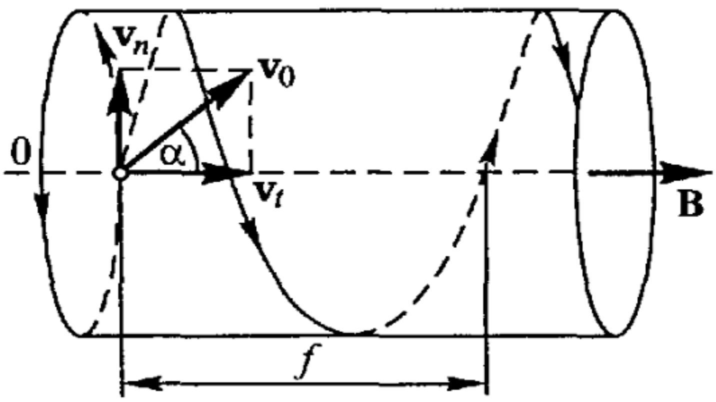
Zaryadlangan zarralarning magnit maydondagi aylanasimon harakatining muhim xususiyati bor: aylanish davri zarraning energiyasiga bog‘liq bo‘lmaydi. Haqiqatan ham, aylanish davri $T = 2\pi R/\upsilon$ ga teng. Bu yerda R uning o‘rniga (3) ifodasini qo‘ysak:

$$T = \frac{2\pi m}{e}\frac{1}{B}. \quad (4)$$

Chastota esa (2π ichidagi aylanishlar soni) quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{e}{m}B. \quad (5)$$

Zarralarning ana shu xili uchun davr ham, chastota ham magnit maydon induksiyasiga bog‘liq bo‘ladi. Biz yuqorida boshlang‘ich tezlikning yo‘nalishi magnit maydonining yo‘nalishiga perpendikulyar deb faraz qilgan edik. Agar zarraning boshlang‘ich tezligi maydon yo‘nalishi bilan biror α burchak tashkil qilganda harakatning qanday xarakterda ekanini tushunish qiyin emas (85-chizma). Banday holda υ_0 tezlikni tashkil etuvchiga ajratish qulay bo‘ladi, ulardan biri $\upsilon_t = \upsilon_0 \cos\alpha$ maydonga parallel, boshqasi $\upsilon_n = \upsilon_0 \sin\alpha$ maydonga perpendikulyar bo‘ladi. Zarraga υ_n tashkil etuvchiga tegishli bo‘lgan Lorens kuchi ta’sir qiladi va zarra maydonga perpendikulyar bo‘lgan tekislikda yotuvchi aylana bo‘ylab harakatlanadi. υ_t tashkil etuvchi hech qanday qo‘shimcha kuchning paydo bo‘lishiga sabab



85-chizma

bo‘lmaydi, Lorens kuchi maydonga parallel harakatlanishda nolga teng bo‘ladi. Shuning uchun maydon yo‘nalishida zarra $\upsilon_t = \upsilon_0 \cos\alpha$ tezlik bilan inersiya bo‘yicha tekis harakat qiladi. Bu harakatning qo‘shilishi natijasida zarra 85 - chizmada ko‘rsatilgan silindrik spiral bo‘yicha harakatlanadi. Bu spiral vintining qadami $f = \upsilon_t T = \upsilon_0 T \cos\alpha$ ga teng. T ning o‘rniga uning (5) ifodasini qo‘ysak, quyidagini hosil qilamiz:

$$f = \frac{2\pi\upsilon_0 \cos\alpha}{(e/m)} \frac{1}{B}. \qquad (6)$$

Bir jinsli bo‘lmagan maydonda zaryadlangan zarracha harakatlanganda Lorens kuchi markazga intilma kuchdan tashqari, maydonning kamayishi bo‘yicha yo‘nalgan kuchni ham hosil qiladi. Bu holda zaryad, avvalgiday induksiya chiziqlari bo‘yicha o‘raladi va magnit maydonda kuchsiz qismga qarab itariladi.

VII-bob. MAGNIT HODISALAR

42-§. Moddalarning magnit xususiyatlari.

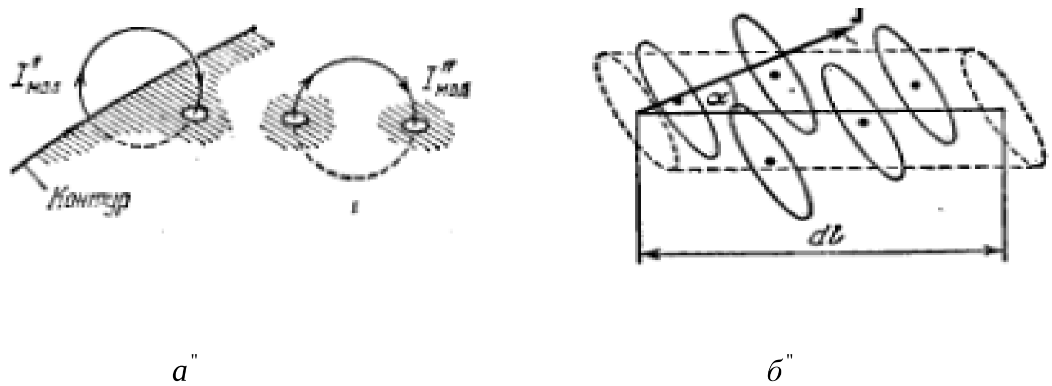
Molekulyar toklar. O‘tgan ma’ruzalarda o‘tkazgichdan o‘tgan tokning hosil qilgan maydonining uni atrofida modda bo‘lmagan holda qarab chiqdik. Tajriba ko‘rsatadiki, moddaning borligi, magnit maydonining o‘zgarishiga olib keladi. Buning sababi shundaki, barcha moddalar magnit maydon ta’sirida magnit xossaga ega bo‘ladi-magnitlanadi va o‘zlari magnit maydoni hosil qiladi. Shunday qilib, modda bo‘lgan holda maydonning har bir nuqtasida yig‘indi maydon hosil bo‘ladi:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B_0} + \mathbf{B}' . \qquad (1)$$

Bu formulada $\mathbf{B_0}$ -o‘tkazgichdagi tok tufayli hosil bo‘lgan magnit induksiyasi, $\mathbf{B}'$ - moddaning magnitlanish tufayli hosil bo‘lgan magnit induksiyasi. Maydon moddaning xossasiga, sezilarliga bog‘liq bo‘ladi. Shuning uchun ham maydonning xossasini modda bo‘lgan holda o‘rganishdan oldin moddaning magnit maydon ta’sirida o‘zini qanday tutishi bilan tanishib chiqaylik. Biz magnit maydon nazariyasini qurishda eng sodda model Amperning molekulyar toklar modelidan foydalanamiz.

Amper jismlarning magnitlanishini tushuntirish uchun moddalarning molekulalarida aylanma toklar - “***molekulyar toklar***” mavjud deb qaradi. Har bir shunday tok magnit momentiga ega va atrof fazoda magnit maydon hosil qiladi. Tashqi maydon ta’siri bo‘lmaganda molekulyar toklar tartibsiz orientatsiyalanadi, natijada, ularning natijaviy maydoni nolga teng bo‘ladi. Har bir molekulaning magnit momenti tartibsiz orientatsiyalangani sababli jismning yig‘indi momenti ham nolga teng bo‘ladi. Maydon ta’sirida molekulalar momentlarining ma’lum bir yo‘nalishda orientatsiyalanishi ko‘proq, buning natijasida magnetik magnitlanadi – uning yig‘indi magnit momenti noldan farqli bo‘lib qoladi. Bu holda har bir molekulyar tokning magnit maydonlari bir-birini susaytirmaydi va $\mathbf{B}'$ maydon hosil bo‘ladi.

Har qanday makroskopik cheksiz kichik hajmda (ΔV) moddaning yig‘indi magnit momenti nolga teng bo‘ladi, modda magnit xossaga ega bo‘lmaydi (86- a chizma). Moddani tashqi magnit maydoniga joylashtirganimizda molekulyar toklarning magnit momentlari maydon bo‘ylab orientirlanadi, natijada har qanday kichik modda elementida noldan farq qiladigan magnit momentiga ega bo‘ladi- modda magnitlanadi (86- b chizma).



а" *б"*

86-chizma.

Moddaning magnitlanish darajasini miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun magnitlanish vektori deb ataladigan fizik kattalik kiritiladi. Magnitlanish vektori - modda hajm birligidagi magnit momentlarining yig‘indisidir. Shunday qilib, agar

$\sum \mathbf{P_k}$ -kichik dV hajmdagi molekulyar toklarning yig‘indi magnit momenti bo‘lsa, qaralayotgan nuqtadagi magnitlanish vektori **J** quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{P}_k}{dV}. \quad (2)$$

Magnitlanish vektorining SI sistemasidagi birligi 1A/m (amper metrga) qabul qilingan.

Tajriba ko‘rsatadiki, ko‘pchilik moddalar (bunga ferromagnitlar kirmaydi) uchun magnitlanish vektori **J** maydon induksiyasiga proporsionaldir:

$$\mathbf{J} \sim \chi\, \mathbf{B}. \quad (3)$$

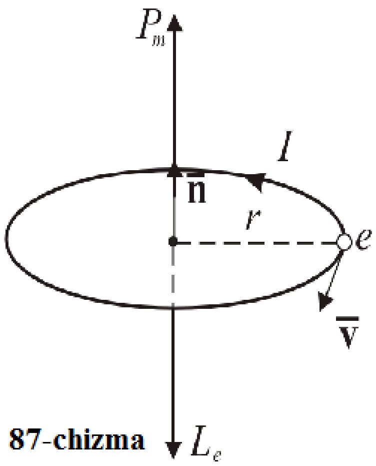
Bu yerda proporsionallik koeffitsienti moddaning xossasiga bog‘liq bo‘ladi va unga magnit qabul qiluvchanlik deyiladi, bu haqida keyinroq to‘xtalamiz.

O‘zining magnit xossasi jihatdan barcha moddalar yoki magnetiklarni ikki sinfga ajratish mumkin: magnit tartibsiz va magnit tartibli.

Magnit tartibsiz magnetiklarda qandaydir ichki o‘zaro tasir, ya’ni mikroskopik magnit momentlar orientatsiyasiga olib keluvchi o‘zaro ta’sir mavjud bo‘lmaydi. Bunday magnetiklarda tashqi magnit maydon bo‘lmaganda magnitlanish vektori hamma vaqt nolga teng bo‘ladi va magnitlanish faqat tashqi magnit maydon ta’sirida ro‘y beradi. Bu guruh, moddalarga izotrop tuzilishga ega bo‘lgan moddalar, xususan suyuqlik va gazlar kiradi. Barcha magnit tartibsiz moddalar yana o‘z navbatida diamagnetiklar va paramagnetiklarga bo‘linadi.

Magnit tartibli magnetiklarga asosan kristall jismlar kiradi, anizatrop tuzilishga ega bo‘lgan moddalarda magnit tartibga olib keluvchi kuch kvant tabiatga ega bo‘ladi, ularni almashuvchi kuchlar deyiladi, bu kuchlar tashqi magnit maydon bo‘lmaganda ham makroskopik magnit momentlarni u yoki bu darajada orientatsiyalaydi. Bunday moddalar noldan farq qiluvchi magnitlanishga hamda katta qiymatga ega bo‘ladi. Hozirgi kunda juda ko‘p sondagi moddalar magnit tartibli holatga ega ekanligi aniqlangan (ferromagnitlar, antiferromagnitlar, kuchsiz ferromagnitlar, ferromagnetiklar va h.k.).

Atom va molekulalarning magnit momentlari. Amper gipotezasi magnetiklardagi ko‘pchilik hodisalarni tushuntirishga yordam beradi. Molekulyar toklarning tabiati Rezerford tajribalari asosida barcha molekulalarning atomlari musbat zaryadlangan yadro va uning atrofida aylanuvchi elektronlardan tashkil topganligi ko‘rsatilgandan so‘ng tushunarli bo‘lib qoldi. Atomdagi elektronlar orbitasi harakatda ishtirok etishi tufayli modda ichida murakkab mikroskopik toklar manzarasini hosil qiladi.



87-chizma

1913 yil Nils Bor tomonidan ilgari surilgan nazariyaga asosan, atomdagi elektronlar aylana orbita bo‘ylab harakatlanadi. Elektron yo‘lining istalgan nuqtasiga joylashtirilgan yuzadan birlik vaqtda $e\nu$ zaryad ko‘chirib o‘tiladi, bunda e- elektronning zaryadi, ν- bir sekundagi aylanishlar soni. Demak, orbita bo‘ylab harakatlanuvchi elektron kuchi $I = e\nu$ bo‘lgan aylanma tokni hosil qiladi. Elektronning zaryadi manfiy bo‘lgani uchun uning harakat yo‘nalishi tok yo‘nalishiga qarama – qarshidir. Elektron toki tomonidan hosil qilinadigan magnit momenti:

$$P_m = IS = e\nu\pi \cdot r^2. \quad (4)$$

Bunda r – orbita radiusi, $2\pi \cdot r\nu$ ko‘paytma elektronning harakat tezligidan iborat bo‘lganligi uchun quyidagini yozish mumkin:

$$P_m = \frac{e\upsilon \cdot r}{2}. \quad (5)$$

Bu moment ifodasi elektronning orbita bo‘ylab harakatlanishi sababli hosil bo‘lganligi uchun ***elektronning orbital magnit momenti*** deyiladi. P_m vektorning yo‘nalishi tok yo‘nalish bilan o‘ng vint, elektron harakatining yo‘nalishi bilan esa chap vint sistemasini hosil qiladi (87-chizma).

Orbita bo‘ylab harakatlanuvchi electron:

$$\vec{L} = m\vec{\upsilon} \cdot \vec{r}\,, \qquad (6)$$

impuls momentiga ega (m-elektronning massasi). Bu vektor ***elektronning orbital mexanik momenti*** deyiladi. U elektron harakat yo‘nalishi bilan o‘ng vint sistemasini hosil qiladi. Demak, P_m va L vektorlarning yo‘nalishi qarama-qarshidir.

Elementar zarraning magnit momentini uning mexanik momentiga nisbati giromagnit nisbat deyiladi. Elektron uchun:

$$\frac{\vec{P}_m}{\vec{L}} = -\frac{e}{2m}\,, \qquad (7)$$

ga teng («-» ishora yo‘nalishlarning qarama-qarshiligini ko‘rsatadi).

Elektronning yadro atrofida aylanishi pildiroqni eslatadi. Bu holat, magnetikning magnitlanishi uning aylantirishga va aksincha, magnetikning aylanishi uning magnitlanishiga sabab bo‘luvchi giromagnit yoki magnitomexanik hodisalar asosida yotadi. Birinchi hodisaning mavjudligini Eynshteyn va De Haas, ikkinchisini esa Barnett tomonidan o‘tkazilgan tajribalar tasdiqladi. Ularning tajriba natijalari bir-biriga mos keldi va giromagnit nisbat:

$$\frac{\vec{P}_m}{\vec{L}} = -\frac{e}{m}\,, \quad (8)$$

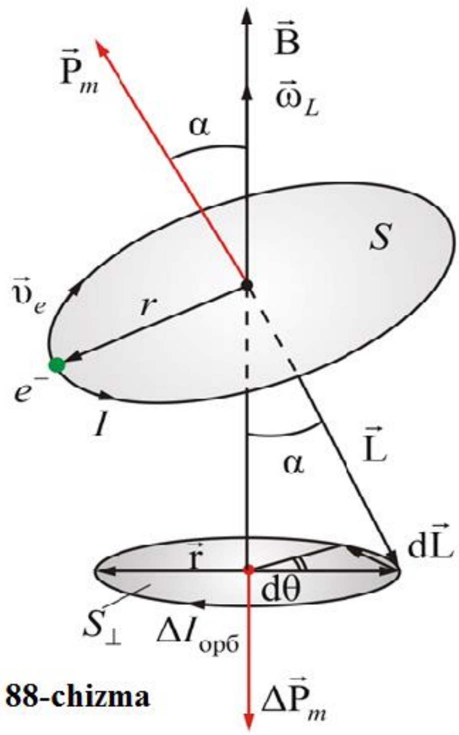
ekanligini aniqladilar.

43-§. Diamagnetizmning tushuntirilishi.

Agar moddani tashqi magnit maydoniga joylashtirsak, harakat o‘zgaradi. Elektronlarning orbital harakatining o‘zgarishi tashqi magnit maydoniga qarama-qarshi bo‘lgan magnit momenti $\vec{P}$ ga teng bo‘lgan qo‘shimcha I ga qarama qarshi yo‘nalgan orbital tokning hosil bo‘lishiga olib keladi (88-chizma) va quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta I_{orb} = e\frac{\omega_L}{2\pi}\,,$$

e-elektron zaryadi, $\vec{\omega}_L = \dfrac{e}{2m}\vec{\mathrm{B}}$ - Larmor chastotasi (pretsessiyaning aylanish burchak tezligi) va unga mos bo‘lgan yo‘naltirilgan orbital magnit momenti ΔP_m hosil bo‘ladi



88-chizma

$$\Delta \mathbf{P}_m = -\Delta I_{orb} S_\perp = -\frac{e^2 S_\perp}{4\pi m}\mathbf{B}.$$

$S_\perp$ - elektron orbitasi yuzasining $\vec{B}$ vektorga perpendikulyar tekislikka proeksiyasi. Minus ishora $\vec{B}$ ning ΔP_m ga qarama qarshiligini ko‘rsatadi. Unda umumiy orbital moment:

$$\mathbf{P}_m = -\frac{e^2 N\pi \cdot r^2}{4\pi m}\mathbf{B},$$

$$\mathbf{P}_m = -\frac{e^2 N r^2}{4m}\mathbf{B}, \qquad (9)$$

bu yerda ***e*** va ***m*** elektron zaryadi va massasi, r - qo‘shimcha tokning radiusi (indutsirlangan). Barcha atomdagi elektronlar uchun momentlarning yig‘indisi:

$$\vec{J}_{\partial ia} = -\frac{e^2 \vec{\mathrm{B}} \sum r_i^2}{4m}. \qquad (10)$$

Yig‘indisi $\sum r_i^2$ ni $\sum r_i^2 = n_0 r^2_{o`rt}$ deb olish mumkin. Bu yerda $n_0$ – hajm birligidagi atomlar soni, $\sum r^2_{o`rt}$ –atomdagi barcha orbitalar bo‘yicha o‘rtalashtirilgan (indutsirlangan) tokning radius-kvadrati. Shunday qilib:

$$\vec{J}_{\partial ia} = -\frac{e^2 n_0 r^2_{o`rt} \vec{B}}{4m}. \qquad (11)$$

Bu magnitlanish, ya’ni orbital elektronlarining tashqi magnit maydoni tufayli, hosil bo‘lgan qo‘shimcha indutsirlangan maydon tufayli hosil bo‘ladi va uni diamagnetizm deyiladi. Agar indutsirlangan diamagnit momentlar barcha atomdagi elektronlar tomonidan hosil qilinsa, ular maydonga qarshi bo‘lsada, kompensatsiyalanmaydi, u vaqtda diamagnetizm barcha moddalarga xos bo‘ladi. Bundan diamagnetizm atom va molekulalarning universal xossasi ekanligi kelib chiqadi.

Agar moddaning magnitlanishida diamagnetizm asosiy rolni o‘ynasa, bunday moddalarga diamagnetiklar deyiladi. Formula (11) diamagnetikning magnitlanish vektorini aniqlaydi. Formula (11) va (10) dan:

$$\frac{e^2 n_0 r^2 \mu_0}{4m} << 1,$$

ekanini hisobga olsak, diamagnetiklar uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$J = \chi H,$$

bu yerda $\chi = e^2 n_0 r^2 \mu_0 / 4m$. (12)

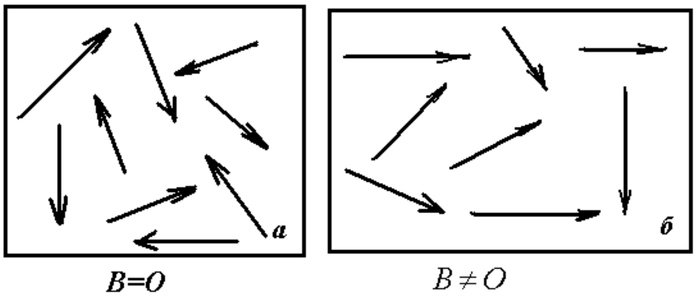
Barcha inert gazlar diamagnetik hisoblanadi, ba’zi bir suyuqliklar (masalan, uglekislotalar) va ba’zi bir qattiq jismlar (masalan, Bi, Cu, Ag, Au va boshqalar) diamagnetik hisoblanadi.

Diamagnetiklarning asosiy xossalari.

1. Diamagnetiklarda magnitlanish vektori **J** magnit induksiya vektori **B** va maydon kuchlanganligi **H** vektoriga qarama-qarshidir, kattaligi jihatdan ularga proporsionaldir.

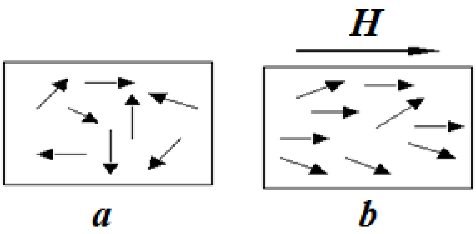
$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \chi < 0.$$

2. Diamagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligi formula (12) dan ko‘rinadiki, temperaturaga bog‘liq emasdir.
3. Diamagnetiklar kuchsiz magnetiklardir. Ularning magnit qabul qiluvchanligi kichik: odatda $|\chi| \sim 10^{-8}$, $\mu = 1 + \chi = 1$.



89-chizma

44-§. Paramagnetizmning tushuntirilishi.



90-chizma

Endi magnit momenti **P** noldan farq qiladigan atom va molekulalarni qaraymiz. Atomning magnit momenti elektronning orbital harakati tufayli hosil bo‘ladigan orbital magnit momenti va elektronning xususiy mexanik momenti bilan bog‘liq bo‘lgan spin magnit momentidan iborat bo‘ladi. Tashqi magnit maydoni bo‘lmaganda barcha magnit momentlar teng yo‘nalishga ega bo‘ladi, shuning uchun atomlarning magnit momentlari xaotik va modda hajm birligida barcha yig‘indi magnit moment nolga teng bo‘ladi va modda magnitlanmagan bo‘ladi (90-chizma). Tashqi magnit maydon bo‘lgan holda magnit momentlari maydon bo‘ylab yo‘nalishi energetik jihatdan qulay bo‘ladi. Mana shu maydon ta’sirida tartibli harakat bilan issiqlik harakati tufayli tartibsiz harakat magnit momentlarining muvozanat taqsimlanishiga (magnit induksiya bo‘yicha) olib keladi. Modda hajm birligidagi atomlarning yig‘indi magnit momenti quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\vec{J}_{\text{пара}} = \frac{\sum \vec{P}_k}{\Delta V} \,. \qquad (1)$$

Bu holda magnitlanish noldan farq qiladi, ya’ni modda magnitlangan holatda bo‘ladi. Atom magnit momentlarining tashqi maydonda orientatsiyasiga bog‘liq bo‘lgan magnitlanishning bu turiga ***paramagnetizm*** deyiladi.

1905 yilda Lanjevan tomonidan paramagnetizmning klassik nazariyasi yaratildi. Bu nazariyaga asosan:

$$\vec{P} = N < \vec{p}_m >= N\vec{p}_{m_0} L(\beta),$$

bu yerda $L(\beta)$ -Lanjevan funksiyasi: $L(\beta) = \frac{\beta}{3}$

$$\beta = \frac{\vec{p}_{m_0}\vec{B}}{kT} \quad ;$$

bu ifodalarni e’tiborga olsak magnet momenti:

$$\vec{P} = N\vec{p}_{m_0}\frac{\beta}{3} = \frac{N\vec{p}_{m_0}}{3}\frac{\vec{p}_{m_0}\vec{B}}{kT} = \frac{N\vec{p}_{m_0}^2\ \vec{B}}{3kT} \quad \text{va} \quad N = n \cdot V$$

$$\vec{J} = \frac{n \cdot \vec{p}_{m_0}^2\ \vec{B}}{3kT}, \qquad (2)$$

magnit qabul qiluvchanlikning ifodasi quyidagiga teng:

$$\chi = \frac{\mu_0 n \cdot p_m^2}{3kT},$$

(paramagnetiklar uchun $\vec{B}/\vec{H} = \mu_0$ deyish mumkin). n ning o‘rniga Avogadro soni $N_A$ni olsak, kiloatom qabul qiluvchanlik uchun ifoda hosil qilamiz:

$$\chi_{para} = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3kT}. \quad (3)$$

Kyuri tajribada kilogramm atom paramagnit moddaning magnit qabul qiluvchanligi uchun quyidagi qonuniyatni o‘rnatgan edi:

$$\chi = C/T, \ (4)$$

bu yerda C – Kyuri doimiysi, u moddaning tabiatiga bog‘liq, T – absolyut temperatura. (2) va (3) formulalarni solishtirib Kyuri doimiysi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$C = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3k}, \ (5)$$

(3) formula $p_m B << kT$ bo‘lgan hol uchun chiqarilgannini eslatib o‘tish lozim. Juda kuchli maydon va past temperaturalarda paramagnetikning magnitlanishi J va magnit maydon kuchlanganligi H orasidagi proporsionallikdan chetlanish kuzatiladi, xususan, hamma p_m lar maydon bo‘yicha joylashgandan keyin, H ning ortishi J ning o‘sishiga olib kelmaydi, ya’ni magnit to‘yinish holati kuzatiladi.

Paramagnetizmning asosiy xossalari.

1. Nazariya va tajriba ko‘rsatadiki, uncha kuchli bo‘lmagan maydonlarda paramagnitlarning magnitlanish vektori magnit maydon kuchlanganligiga proporsional va shu tomon bo‘yicha yo‘nalgan bo‘ladi:

$$J = \chi \mathrm{H}, \cdots \chi > 0 .$$

2. Paramagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligi taxminan absolyut temperaturaga proporsionaldir (Kyuri qonuni):

$$\chi = C / T .$$

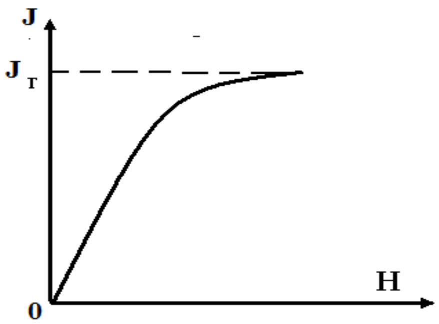
   Kyuri qonuninig ma’nosi quyidagicha: temperatura qancha yuqori bo‘lsa, shuncha issiqlik harakatining ta’siri kuchli bo‘ladi, demak, shuncha moddaning magnitlanishi berilgan maydonda kichik bo‘ladi.

3. Paramagnetiklar ham diamagnetiklar kabi kuchsiz magnetiklar qatoriga kiradi. $\chi \sim 10^{-4}$ va undan ham kam. Paramagnetiklarga : $FeCI_2$ $Se^{3+,}$ Rr^{3+}, Ti^{3+}, V^{3+}, Fe^{2+}, Mg^{2+}, Li, Na va boshqalar kiradi. Siyrak yer elementlarida, masalan, Godoliniyda magnit qabul qiluvchanlik yetarlicha katta: $\sim 10^{-1}$.

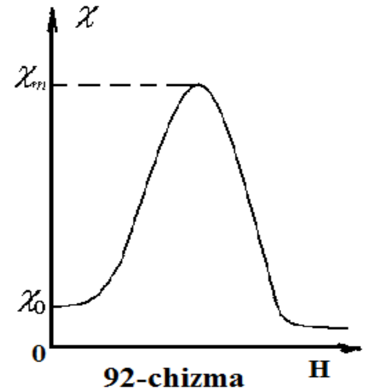
45-§. Ferromagnetizmning tushuntirilishi.

Tashqi maydon bo‘lmaganda ham magnitlanish xususiyatiga ega bo‘lgan moddalar magnetiklarning alohida sinfini tashkil etadi. O‘zining eng ko‘p tarqalgan vakili – temir bo‘lganidan, ular ***ferromagnetiklar*** deb nomlanadi. Ularga nikel, kobalt, temir, gadoliniy va ularning qotishmalari, shuningdek, marganes va xromning ferromagnit bo‘lmagan elementlar bilan qotishmalari ferromagnitlarga misol bo‘ladi. Uning xossalari quyidagilardan iborat:

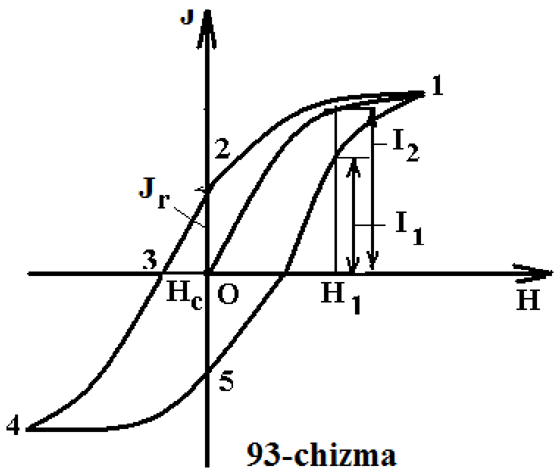
Birinchidan, ferromagnetiklar kuchli magnetiklardir, ularning magnit qabul qiluvchanligi $\chi \sim 10^6$ ga teng bo‘lib, dia- va paramagnetiklarga nisbatan milliard marta kattadir. Shunga mos ravishda ferromagnetiklarning magnitlanishi ham kattadir.



91-chizma



92-chizma



93-chizma

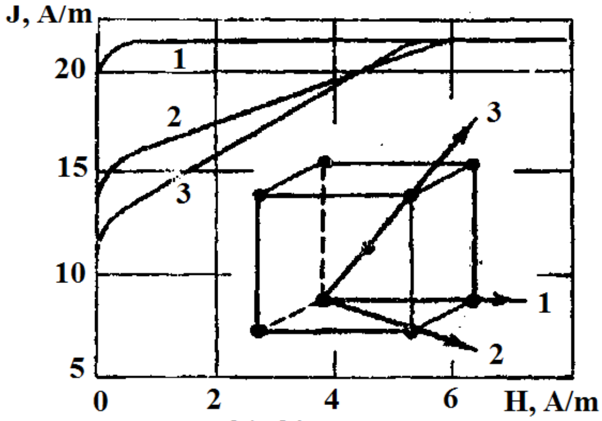
Ikkinchidan, ferromagnetik magnitlanganda magnitlanish vektori kattaligi tashqi magnit maydon kuchlanganligiga proporsional oshmaydi. Agar dastlab magnitlanmagan ferromagnetikni magnitlantirsak, uning magnitlanishi $J(H)$ (91-chizma) murakkab ko‘rinishga ega bo‘ladi. Bunga asosiy magnitlanish egri chizig‘i deyiladi. Bu egri chiziqning xarakterli tomoni shundaki, magnitlanish qandaydir momentdan boshlab to‘yinadi, maydon oshishi bilan umuman oshmay qoladi. $J(H)$ ning nochiziqli o‘sishi shuni bildiradiki, ferromagnitlarda magnit qabul qiluvchanlik doimiy emas. 91-chizmadan ko‘rinadiki, asosiy magnitlanish egri chizig‘i uchun magnit qabul qiluvchanlikni $\chi(H)$ magnit maydon kuchlanganligiga ham bog‘liqligi murakkab ko‘rinishga ega bo‘ladi (92-chizma).

Temirning magnitlanishi birinchi marta ulug‘ rus olimi A.G.Stoletov tomonidan aniqlanib to‘la tekshirilgan. Shu hodisa asosida ishlab chiqilgan magnit induksiyasining ballastik metod bilan o‘lchanishi hozirgi kunda ham keng ko‘lamda qo‘llanilib kelinmoqda.

Ferromagnitlarning magnitlanish jarayoni uchun xarakterli bo‘lgan hodisa gisterezisning mavjudligidir, ya’ni magnitlanish egri chizig‘i bilan magnitsizlanish egri chizig‘ining mos kelmasligidir. Namunani to‘yinishgacha magnitlaymiz (asosiy magnitlanish egri chizig‘i 0-1 uchastka 93-chizma). So‘ngra uni magnitsizlantiramiz. Tashqi magnit maydonining teskari ketma-ketlikda kamaytiramiz, keyingi teskari jarayon bilan to‘g‘ri jarayon bir-biri bilan mos kelmaydi (93-chizma 1-2 uchastka). Magnitlanish magnitsizlanish maydonidan «qandaydir orqada qoladi», shuningdek, magnitlanish jarayoniga nisbatan katta bo‘lib qoladi. Bu shunga olib keladiki, maydon yo‘qolsa ham magnitlanish nolga teng bo‘lmaydi, balki qandaydir chekli qiymatga, ya’ni qoldiq magnitlanish $\boldsymbol{J_r}$ ga ega bo‘ladi. Bu qoldiq manitlanishni olish uchun bu jarayonni davom ettirish kerak bo‘ladi, ya’ni maydonni qandaydir qiymatgacha qarama- qarshi yo‘nalishda oshirib boriladi, bu qiymatga koersitiv kuch $\mathbf{H_c}$ deyiladi. (93 chizmada 2-3 uchastka). Agar maydonni yana to‘yinishgacha oshirib borsak (3-4 uchastka), so‘ngra teskari ketma-ketlikda yana to‘yinish magnitlanishigacha kelsak (4-5-1 uchastka), biz yopiq egri chiziq 1-2-3-4-5-1 ga ega bo‘lamiz va bunga gisterezis xalqasi deyiladi.

Agar shunday jarayonni magnit maydonining kichik qiymatida davriy davom ettirib borsak, unga xususuiy gisterezis xalqasi mos keladi va u asosiy gisterezisning ichida yotadi. Shunday qilib, ferromagnetiklarda magnitlanish maydonning bir qiymatli funksiyasi bo‘la olmaydi. (masalan, maydon $H=H_1$ bo‘lganda magnitlanish J_1 va J_2 chegarasida istalgan qiymat olishi mumkin) va namunaning tarkibiga ham bog‘liqdir, ya’ni qanday qilib shunday holatga erishilganiga bog‘liqdir. Shu munosabat bilan aniqlash kerakki, ferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanlik va magnit singdiruvchanligi deganda bu kattaliklarni magnitlanish egri chizig‘idagi maksimal qiymatini tushunish kerak. Ferromagnetiklar uchun $\chi=\mu$, chunki $\mu=1+\chi$, $\chi>>1$) H_c, J_r va μ_{max} konstantalarga ferromagnetikning asosiy xarakteristikalari deyiladi. J_r va H_c qiymati katta bo‘lgan ferromagnetiklarga qattiq deyiladi, ularda gisterezis halqasi kengdir. Natijada qoldiq magnitlanish katta bo‘ladi, bu ferromagnetiklar doimiy magnetiklar tayyorlashda ishlatiladi. Boshqa maqsadlarda, masalan, transformatorlar o‘zagini tayyorlashda J_r va H_c nisbatan kichik bo‘lgan ferromagnetiklar ishlatiladi, bu yerda gisterezis halqasi ancha tor bo‘ladi va ular qayta magnitlashda kam energiya sarf bo‘lishiga olib keladi.

Ferromagnetik monokristallining xarakterli tomoni shundaki, ularning magnit anizatropiyaga ega bo‘lishidir, yani magnitlanish egri chizig‘i kristallning magnit maydonidagi orientatsiyasiga bog‘liq bo‘ladi. Chizmada temirning elementar panjara yacheykasi keltirilgan va uchta kristallografik o‘q yo‘nalishi ko‘rsatilgan (94-chizma).



94-chizma

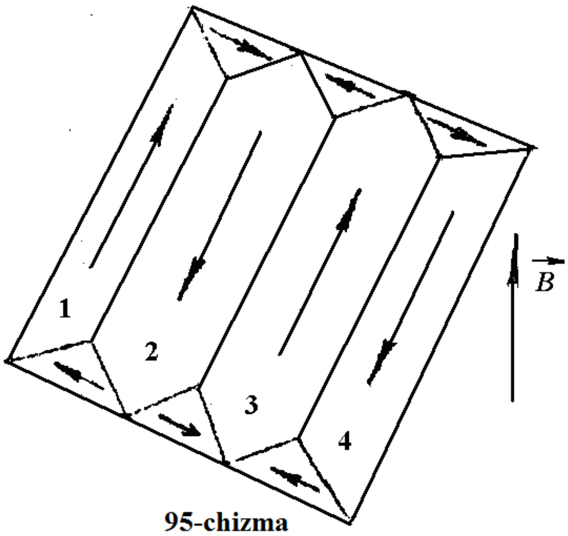
Agar temir monokristallini magnit maydonida 1-, 2- va 3-kristallografik o‘qi bo‘yicha magnitlasak, 3-ta turli xil asosiy magnitlanish egri chizig‘iga ega bo‘lamiz, bu hol chizmada tegishli shifr bilan ko‘rsatilgan. Har bir ferromagnetiklar uchun xarakterli **T_c** temperatura mavjudki, bu temperatura Kyuri temperaturasi deb atalib, bu temperaturaga yetganda ferromagnetik o‘zining spesifik magnit xossasini yo‘qotadi va oddiy paramagnetikka aylanib qoladi. Magnit qabul qiluvchanlik Kyuri - Veyss qonuniga bo‘ysunadi:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}. \qquad (1)$$

Bu yerda C - Kyuri doimiysi bo‘lib, moddaning xossasiga bog‘liq. Ferromagnetikning yana bir xossasi magnitostriksiyadir. Uning mohiyati shundaki, magnitlanish jarayoni ferromagnitni deformatsiyalashga olib keladi. Magnitostriksiya ferromagnit tabiatiga, kristollagrafik o‘qlarning magnit maydon yo‘nalishiga nisbatan orientatsiyasiga va magnit maydon kuchlanganligiga bog‘liq bo‘ladi. Ba’zi ferromagnetiklarda kuchsiz maydondan kuchli maydonga o‘tganda magnitostriksiya ishorasi o‘zgaradi.

Ferromagnetizm nazariyasini Ya.I. Frenkel va Geyzenberg 1928 yilda yaratgan edilar. Yuqorida biz qarab o‘tgan ferromagnetiklarning magnitlanish jarayoni uning tuzilishi bilan bog‘langandir, bu yerda eng asosiy rolni elektronlarning spin magnit momenti o‘ynaydi. Kvant nazariyasidan elektronlarning o‘zaro ta’siri spin momentining orientatsiyasiga bog‘liq ekanligi kelib chiqadi. Ferromagnitlarda bu o‘zaro ta’sir (almashish) ***spontan magnitlanish*** sohalarini vujudga keltiradi, ya’ni ***domen***larni hosil qiladi. Har bir domen chegarasida magnit momentlar bir-biriga parallel, yig‘indi moment maksimaldir. Magnitlanmagan ferromagnitlarda ko‘p domenlar bor bo‘lgan sohaniig magnitlanishi domenlar magnit momentlarining turli xil orientatsiyasi tufayli nolga teng (domenlarning xarakterli o‘lchami 10^{-4} - 10^{-3}sm, 95-chizmada domenlarning magnit momentlari strelka bilan ko‘rsatilgan).

Ferromagnetik magnitlanish jarayonida tashqi magnit maydoni oshishi bilan dastlab domenlar chegarasi qayta quriladi:

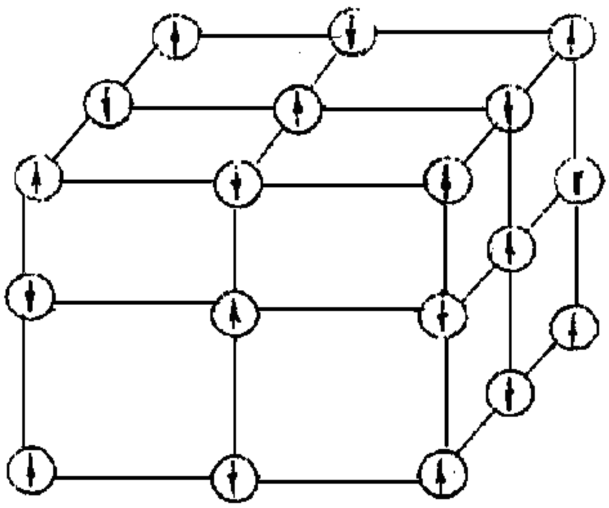


95-chizma

Energetik jihatdan qulay bo‘lgan domenlarning magnit momentlari maydon kuchlanganligi bilan o‘tkir burchak hosil qiladi (masalan, 95-chizmada 1 va 3) va energetik jihatdan qulay bo‘lmagan domenlar (2 va 4) hisobidan kengayadi. So‘ngra domenlarning yig‘indi magnit momentlarining burilishi muhim rol o‘ynaydi va u tashqi maydon bo‘yicha yo‘naladi. Bu holda domen chegarasidagi elektron momentlari ham o‘zaro paralelligini yo‘qotmasdan, maydon yo‘nalishi tomon bir vaqtda buriladi. Barcha magnitlar (domenlar) maydon bo‘yicha to‘la yo‘nalib bo‘lsa, to‘yinish ro‘y beradi. Domenlarning qayta qurilishi qaytmasdir, bu bilan gisterezis halqasining sababi tushuntirildi. Kyuri temperaturasiga yetganda domenlar buziladi (bu nuqta temir uchun 768^0Cga, nekil uchun 365^0Cga teng). Kyuri temperaturasidan past temperaturagacha sovitilganda domenlar qaytadan hosil bo‘ladi.

Antiferromagnetizm. Magnit dipollari o‘rtasidagi o‘zaro ta’sirning xarakteriga qarab, tashqi magnit maydon bo‘lmaganda ham qo‘shni atomlarning magnit momentlari ko‘p sondagi atomlarning bir-biriga nisbatan orientatsiyasini qarama -qarshi yo‘nalishda hosil qilishi mumkin. Kristall ikkita magnit panjarasidan iborat bo‘ladi, bir-birining ustiga qo‘yilgan, ularning har birida barcha dipollar parallel yo‘nalgan, faqat orientatsiyasi u yoki bu panjarada qarama-qarshi bo‘ladi (96-chizma).

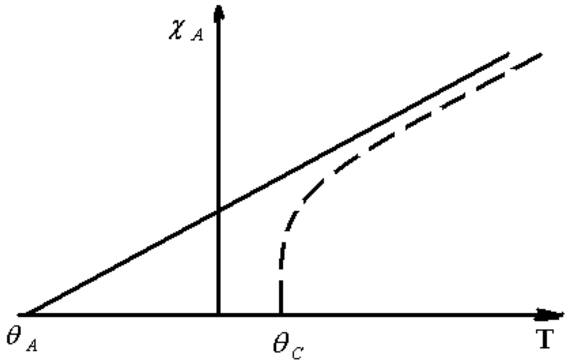
Jadval 1	
Antiferromagnetiklar	
Modda	Neel nuqtasi, °S
Sr	202
α – Mn	-173
FeO	-75
MnS	-133
SoF_2	-223



96-chizma

Bunday kristallning yig‘indi magnitlanishi nolga teng, tashqi magnit maydoni nisbatan kichik bo‘lgan kuchsiz magnitlanishni hosil qiladi. Bunday kristallga antiferromagnitlar deyiladi. Bu yerda ham ferromagnetizmdagi singari Kyuri temperaturasiga o‘xshash temperatura (Neel temperaturasi deyiladi) mavjud bo‘ladi, undan yuqoridagi kollektiv effektlar yo‘qoladi va kristall paramagnit bo‘lib qoladi. 1 jadvalda ba’zi bir antiferromagnit moddalar ro‘yxati keltirilgan.

Ferromagnetizm umumiyroq magnit holatdir. Bu holda ikkala panjara ham turli xil atom magnit momentiga ega bo‘ladi: kompensatsiya bo‘lmaydi va ferromagnetizmdagi singari spontan magnitlanish mavjud bo‘ladi. Bu spontan magnitlanish ham ma’lum bir temperaturada yo‘qoladi, bu temperatura Kyuri temperaturasi deb aytiladi. Ferromagnit moddalarning eng muhim sinfi bu ferritlardir. $MnO\text{-}Fe_2O_3$, bo‘lar ichida $FeO\text{-}Fe_2O_3$ - qadimdan o‘zining ferromagnit xossasi bilan ma’lum.



97-chizma

Ferritlar o‘zining elektr xossasi bo‘yicha dielektriklarga tegishli. Keyingi vaqtda yarim o‘tkazgichlar deb atalgan yangi sinfdagi moddalar paydo bo‘ldi. Bularning fizik xossasini o‘rganish qizg‘in davom etmoqda. Ferritlarning magnit qabul qiluvchanligini temperaturaga bog‘liqligi 97-chizmadagi qonuniyatga bo‘ysunadi:

$$\chi_A = \frac{C}{T + \theta_A}, \qquad (2)$$

bu yerda C- Kyuri doimiysi, chizmadagi $\theta_A = -C / \chi_0$ ga teng.
$1/\chi_A = (T + \theta_A)/C$ ning kesishishidan Kyuri temperaturasi aniqlanadi. Bu temperaturani Neel asimptotik Kyuri nuqtasi deb ham ataladi. T=0 bo‘lganda $1/\chi_A$ o‘q $1/\chi_A$ nuqtada kesishadi. θ_A - ferritning paramagnit temperaturasi. Neel uni paramagnit Kyuri nuqtasi deb atagan.

VIII-bob. MAGNIT ZANJIRLAR

46-§. Magnit zanjirlari.

Hozirgi zamon elektrotexnikasida magnit oqimidan keng foydalaniladi. Elektromagnitlar, kuchli elektr tok generatorlari, elektrodvigatellar, transformatorlar va ko‘pgina o‘lchov asboblarining ishlashi ularda magnit oqim mavjud bo‘lishligiga asoslangan.

Magnit oqimni kuchaytirish uchun deyarli doim ferromagnit materiallar ishlatiladi. Bu materiallardan turli shakl va o‘lchamdagi jismlar tayyorlab, kerakli kattalikdagi magnit oqimlar hosil qilish va ularning istalgan yo‘nalishda yo‘naltirish mumkin. Ichidan magnit induksiya yopiq chiziqlari o‘tadigan jismlar to‘plami *magnit zanjiri deyiladi.*

Yuqorida ko‘rib chiqilgan magnit maydonning umumiy qonunlari berilgan har qanday magnit zanjiridagi magnit oqimni hisoblashga imkon beradi. Ammo amalda bu qonunlardan bevosita foydalanmay, balki dastavval ulardan ba’zi umumiy natijalarni yoki magnit zanjiri qonunlarini keltirib chiqarib, so‘ngra bu xususiyroq qonunlarni amaliy masalalarni yechishga tadbiq etish qulayroq bo‘ladi.

Dastavval oddiy yoki tarmoqlanmagan magnit zanjirini ko‘rib chiqamiz (98-rasm). Bu zanjir ikki qismdan, magnit singdiruvchanligi μ bo‘lgan materialdan qilingan va kesimi S bo‘lgan yarmo va magnit singdiruvchanligi μ_1 bo‘lgan o‘shanday kesimli havo oraliqdan iborat deb hisoblaymiz: So‘ngra induksiya o‘rta chizig‘i ajratamiz va unga magnit kuchlanish to‘g‘risidagi teoremani (81-paragraf) tadbiq qilamiz:

$$Hl + H_1 l_1 = NI$$

bunda H – yarmo ichidagi maydon kuchlanganligi, H_1 – havo oraliqdagi maydon kuchlanganligi, l yarmoning induksiya o‘rta chizig‘i bo‘yicha o‘lchangan uzunligi. l_1– havo oraliq uzunligi, N - chulg‘amdagi o‘ramlar soni I - undagi tok kuchi.

Induksiya chiziqlari uzluksiz bo‘lgani tufayli yarmo ichidagi va havo oraliq ichidagi magnit oqim Φ ning qiymati bir xil bo‘ladi. Keyin quyidagi:

$$\Phi = BS\,, \qquad B = \mu\mu_0 H,$$

ifodalardan foydalanib maydon kuchlanganligini oqim orqali ifodalash mumkin, ya’ni:

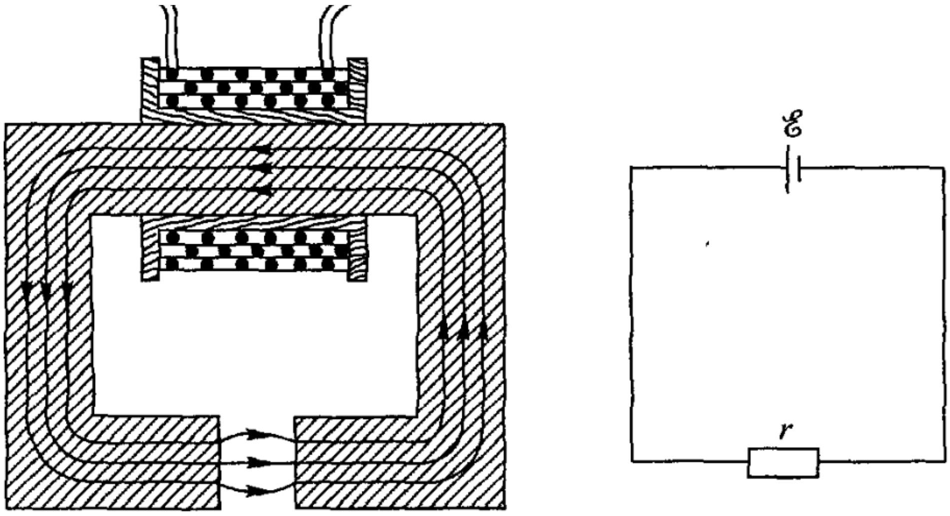
$$H = \Phi / \mu\mu_0 S\,, \qquad H_1 = \Phi / \mu_1\mu_0 S \quad .$$

Bu ifodalarni birinchi formulaga qo‘yib, undan Φ oqimni topamiz:

$$\Phi = \frac{Nl}{l / \mu\mu_0 S + l_1 \mu\mu_0 S}.$$

Olingan formula 98-rasmda tasvirlangan yopiq elektr zanjiri uchun Om qonuniga o‘xshaydi. Bunda:

$$\varepsilon_m = NI.. \qquad (1)$$



98-chizma

kattalik elektr yurituvchi kuch rolini o‘ynaydi, shuning uchun ham u magnit yurituvuchi kuch deb ataladi. SI sistemasida magnit yurituvchi kuch birligi – amper. Quyidagi:

$$R_m = l/\mu\mu_0 S + l_1/\mu_1\mu_0 S. \qquad (2)$$

yig‘indi formulaga Om qonunida elektr zanjirining to‘liq qarshiligi kabi kiradi, shuning uchun uni zanjirning to‘liq magnit qarshiligi deyiladi. Quyidagi:

$$r_m = l/\mu\mu_0 S,\ r_{m1} = l_1/\mu_1\mu_0 S. \qquad (3)$$

kattaliklar zanjir uchastkalarining magnit qarshiligini beradi. Elektr qarshiligi singari magnit qarshiligi ham magnit o‘tkazgichning uzunligi *l* va uning kesimi S ga bog‘liq bo‘lib, solishtirma elektr o‘tkazuvchanlik λ rolini magnit singdiruvchalik $\mu\mu_0$ o‘ynaydi.

Bu tushunchalardan foydalanib olingan natijalarni quyidagicha tasavvur qilish mumkin:

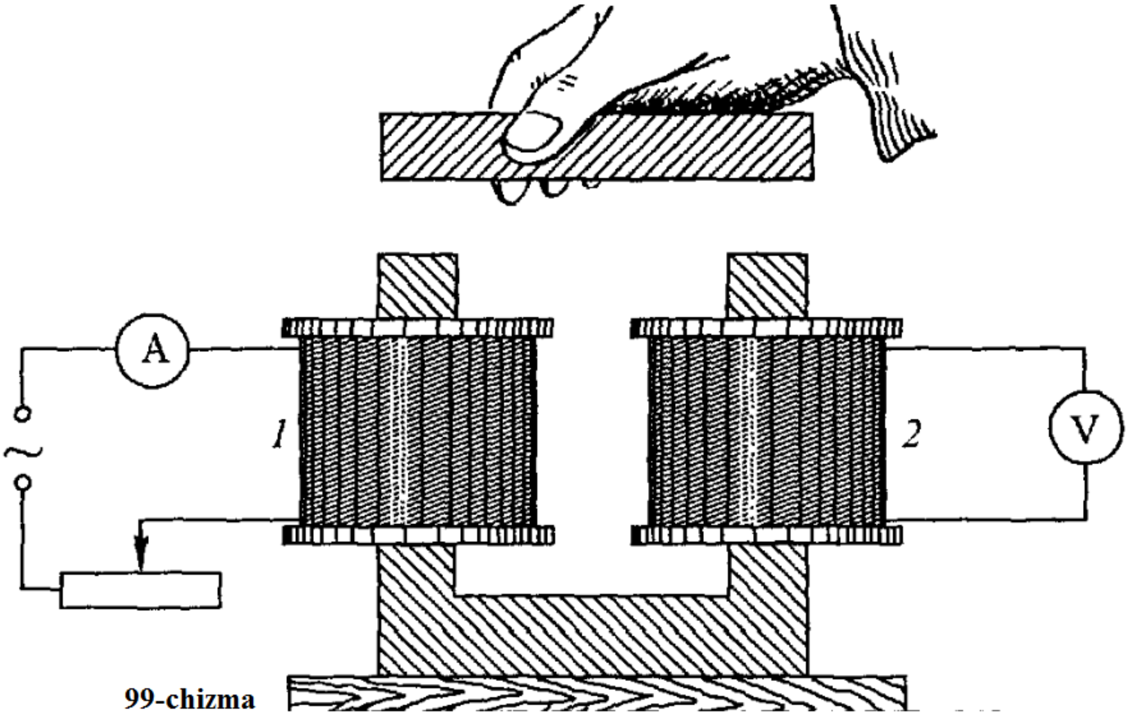
$$\Phi = \varepsilon_m/R_m. \qquad (4)$$

Boshqacha aytganda, tarmoqlanmagan magnit zanjiridagi magnit oqim yurituvchi kuchni to‘liq magnit qarshiligiga bo‘lishdan chiqqan bo‘linmaga teng. (4) formuladan ko‘rinishicha, SI sistemasida magnit qarshiligi veberga amper (A/Vb)hisobida o‘lchanadi.

(2) va (3) ni solishtirib, qaralayotgan zanjirning to‘liq qarshiligi uning qismlari qarshiligining yig‘indisiga teng ekanligini ko‘ramiz:

$$R_m = r_m + r_{m1}.$$

Ravshanki, bu natija istalgancha qismlardan tuzilgan zanjir uchun ham o‘rinli, bunda magnit oqim shu qismlar orqali ketma-ket yaxlit o‘tishi lozim; magnit o‘tkazgichlari ketma-ket ulanganda ularning magnit qarshiliklari qo‘shiladi.



99-chizma

99-chizmada magnit qarshilikning ta’sirini ko‘rsatuvchi tajriba tasvirlangan. П–simon temir o‘zak l chulg‘am bilan magnitlanadi. 1 chulg‘am ampermetr A va reostat bilan o‘zgaruvchan tok tarmog‘iga ketma-ket ulangan. Chulg‘am 2 da induksiya E.Yu. K. hosil bo‘ladi, voltmetr U ning ko‘rsatishi o‘zakdagi magnit oqim kattaligiga proporsional. Agar chulg‘am 1 dagi tok kuchini o‘zgartirmay saqlab, o‘zakni temir plastinka bilan birlashtirsak, zanjirning magnit qarshiligi kamayadi va voltmetrning ko‘rsatishi ortadi.

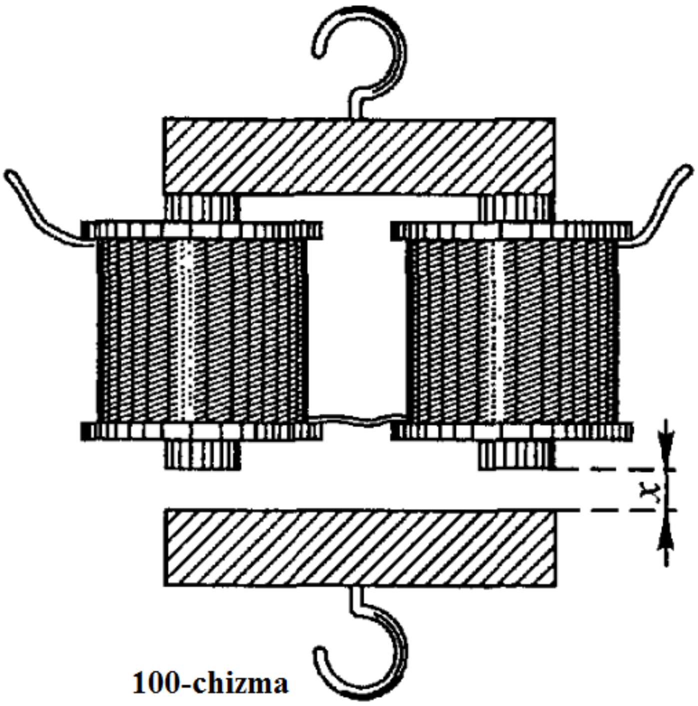
Eslatib o‘tish kerakki, kiritilgan terminlar va tushunchalar formal xarakterga ega. Magnit oqimda hech qanday zarra harakatlanmaydi, shuning uchun “magnit qarshiligi” to‘g‘risida ham gapirishga hech qanday asos yo‘q magnit hodisalarda tushuntirilgani kabi, tavsiflangan va unga o‘xshash tajribalarning fizikaviy mazmuni shundan iboratki, magnit zanjiriga magnitlanuvchi jismlarni kiritib, magnetiklarning molekulyar toklarini harakatga keltiramiz, ular esa qo‘shimcha magnit oqim hosil qiladi. Ammo yuqorida ko‘rsatilgan formal tavsif amaliy masalalarni yechish uchun qulay, shuning uchun ham ular elektrotexnikada ko‘p qo‘llaniladi.

47-§. Elektromagnitlar.

Oddiy elektromagnit (100-chizma) tarmoqlanmagan magnit zanjiriga misol bo‘ladi. Elektromagnit tutib tura oladigan yukning maksimal og‘irligi taqriban quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{2_{\mu 0}} \boldsymbol{B}^2 S. \qquad (1)$$

Bu yerda **B** – o‘zak ichidagi induksiyaning qiymati, S – o‘zak va yakorning tegib turgan yuzi. Agar (1) formulada **B** ni tesla, S ni м^2 hisobida ifodalasak, unda $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{Г/м}$ va **F** kuch Nyuton hisobida hisoblanadi.



100-chizma

(1) formulani quyidagi tarzda olish mumkin. Yakor va o‘zak orasida kichik oraliq x bo‘lib (100 – chizma). Yakor o‘zakdan dx kesmaga uzoqlashadi, deylik. Bunda magnitlovchi chulg‘am orqali o‘tuvchi magnit oqim biror d$\boldsymbol{\Psi}$ kattalikka o‘zgaradi va zanjirda tok:

$$\delta I = \frac{1}{r}\frac{d\Psi}{dt}.$$

paydo bo‘ladi. Bu yerda r – tok manbaining qarshiligini ham o‘z ichiga olgan zanjirning to‘liq qarshiligi. Biz yakor shunchalik sekin harakatlanadiki, δI ni cheksiz kichik miqdor deyish mumkin deb hisoblaymiz.

Energiyaning saqlanish qonuniga ko‘ra bunday ko‘chishda tok manbai bajargan ishning o‘zgarishi = Joul – Lens issiqlik miqdorining o‘zgarishi + mexanikaviy ish + magnit maydon energiyasining o‘zgarishi.

Tok manbai bajargan ishning o‘zgarishi:

$$\varepsilon(I+\delta I)dt-\varepsilon Idt=-\frac{\varepsilon}{r}\frac{d\Psi}{dt}dt=-Id\Psi.$$

Issiqlik miqdorining o‘zgarishi:

$$r(I+\delta I)^2dt-rI^2dt=2rI\delta Idt=-2rI\frac{1}{r}\frac{d\Psi}{dt}=-2Id\Psi.$$

Maydon energiyasining o‘zgarishi ko‘chish oxiri va boshidagi energiyalar farqidan iborat:

$$dW=(\tfrac{1}{2}LI^2)_{x+dx}-(\tfrac{1}{2}LI^2)_x=\tfrac{1}{2}I^2dL\,.$$

bunda dL – oraliq dx ga ortganda elektromagnit induktivligining ortishi, Ammo $\boldsymbol{\Psi}$=LI, shuning uchun:

$$dW=\frac{1}{2}Id\Psi.$$

Nihoyat, mexanikaviy ish $\delta A=Fdx$. Shuning uchun:

$$-Id\Psi=-2Id\Psi+Fdx+1/_2Id\Psi.$$

Yoki

$$F=\frac{1}{2}\frac{Id\Psi}{\mathrm{dx}}\,.$$

Bu formulalarda $\boldsymbol{\Psi}$ chulg‘amni kesib o‘tuvchi oqimdir. Agar Φ – o‘zakdagi oqim bo‘lsa va chulg‘amda N ta o‘ram bo‘lsa, unda $\boldsymbol{\Psi}$=NΦ.

O‘zakdagi oqimni quyidagi tarzda ifodalash mumkin:

$$\Phi=\frac{NI}{l/\mu\mu_0S+2x/\mu_0S}=\mu\mu_0S\frac{NI}{l+2\mu x},$$

bunda *l* – o‘zak va yakordagi induksiya chizig‘ining uzunligi, S – o‘zak kesimi. Shuning uchun:

$$\frac{d\Psi}{dx} = N\frac{d\Phi}{dx} = \frac{2\mu_0\mu^2 SN^2}{(l+2\mu x)^2}.$$

Bu ifodani ko‘tarish kuchi uchun yozilgan formulaga qo‘yib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

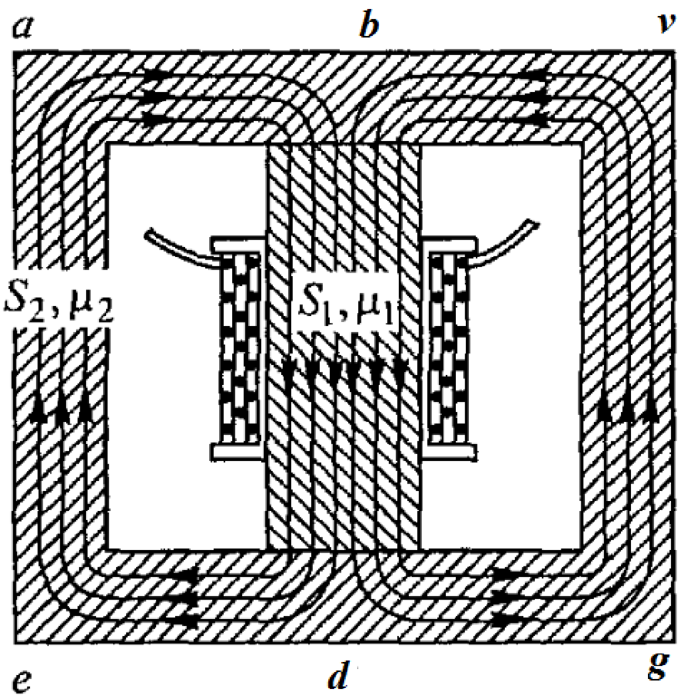
$$F = \frac{1}{2}I\frac{d\Psi}{dx} = -\frac{S}{\mu_0}\left(\frac{\mu\mu_0 NI}{l+2\mu x}\right)^2.$$

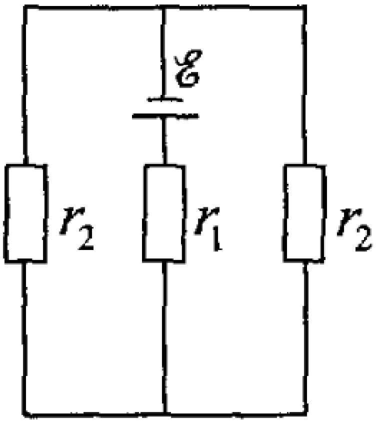
Ifodadagi minus ishorasi yakorga ta’sir qiluvchi kuch x oraliqni kamaytirishga intiladi. Qavs ichida turgan ifoda elektromagnit o‘zagidagi **B** induksiyadan iborat. 2S – o‘zak va yakorning tegib turish yuzi. Bu yuzni S bilan ifodalab, (1) formulani olamiz.

(1) formula ko‘tarish kuchi induksiya kvadratiga proporsional ekanligini ko‘rsatadi. Shuning uchun katta ko‘tarish kuchi hosil qilishda magnit sindiruvchanligi yuqori bo‘lgan materiallardan foydalanish va o‘zak hamda yakorning zich tutashuvini ta’minlash lozim.

48-§. Magnit oqimining tarmoqlanishi.

Amalda oddiy magnit zanjirlari bilan bir qatorda magnit oqim tarmoqlanadigan murakkabroq zanjirlar bilan ish ko‘rishga to‘g‘ri keladi. 101-rasmda magnit zanjirga misol ko‘rsatilgan. Magnit kuchlanishi to‘g‘risidagi teoremadan foydalanib, bu holda ham magnit oqimni hisoblash uchun oddiy qoidalar berish mumkin.





101-chizma

Biz qarayotgan zanjir tarkibiga kirgan *abdea* yopiq konturni ko‘ramiz (101-rasm). *bd* uchastkaning uzunligini l_1 orqali, uning kesimini S_1 orqali va undagi maydon kuchlanganligini H_1 orqali, *deab* uchastka uchun tegishli kattaliklarni l_2, S_2 va H_2 orqali belgilaymiz.

Avvalgidek, H_1 va H_2 ni qaralayotgan uchastkalardagi Φ_1 va Φ_2 oqimlar orqali ifodalash mumkin.

$$H_1 = \Phi_1/\mu_1\mu_0 S_1, H_2 = \Phi_2/\mu_2\mu_0 S_2,$$

bunda μ_1 va μ_2 - uchastka *bd* uchastka *deab* dagi materiallarning magnit singdiruvchanligi. Shuning uchun:

$$\Phi_1 \frac{r_1}{\mu_1\mu_0 S_1} + \Phi_2 \frac{l_g}{\mu_2\mu_0 S_2} = N_1 l_1.$$

Ammo

$$l_1/\mu_1\mu_0 S_1 = r_{m1} \qquad l_2/\mu_2\mu_0 S_2 = r_{m2}.$$

zanjirning *bd* va *deab* uchastkalarining magnit qarshiligi:

$$N_1 I_1 = \varepsilon_{m1}.$$

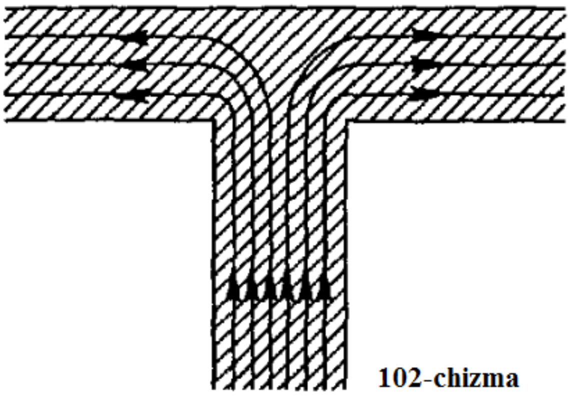
- bu zanjirning magnit yurituvchi kuchi, u holda oldingi formula oddiy ko‘rinish oladi:

$$\Phi_1 r_{m1} + \Phi_2 r_{m2} = \varepsilon_{m1.}$$

Ajratilgan yopiq konturga oqimlari turlicha bo‘lgan ikkita uchastka emas, balki bir qanchasi kirishi mumkin va bu uchastkalarning har birida o‘zining magnitlovchi chulg‘ami bo‘lishi mumkin. Shuning uchun umumiy holda:

$$\sum \Phi_k r_{mk} = \sum \varepsilon_{mk}. \qquad (1)$$

Bu formula tarmoqlanuvchi toklar uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasi uchun yozilgan ko‘rinishiga ega, bunda tok kuchi I o‘rniga magnit oqimi Φ kirgan, elektr qarshiligi r va E.Yu.K. ε rolini magnit qarshiligi r_m va magnit yurituvchi kuch ε_m o‘ynaydi.



102-chizma

(1) formuladan foydalanishda ε_m va Φ uchun ishoralar qoidasini hisobga olish lozim. Agar chulg‘am hosil qilayotgan oqimining yo‘nalishi konturni aylanib o‘tish yo‘nalishi bilan mos tushsa, magnit yurituvchi kuch musbat hisoblanadi. Oqim Φ ning musbat bo‘lishi oqimi yo‘nalishining tanlangan aylanish yo‘nalish bilan mos tushushini bildiradi.

Endi magnit zanjirining uch yoki undan ko‘p magnitoprovod tutashgan tarmoqlanish tugunini qarab chiqamiz (102-chizma). Induksiya chiziqlari uzluksiz bo‘lgani tufayli tarmoqlanish tugunidan ketayotgan chiziqlar soniga teng. Yoki: tarmoqlanish joyiga yo‘nalgan barcha oqimlar yig‘indisiga teng. Bu oqimlarga turli ishoralar berib, har qaysi tarmoqlanish tuguni uchun quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\sum \Phi_к = 0. \qquad (2)$$

Bu formula xuddi Kirxgofning birinchi qoidasining ifodasiga o‘xshaydi.

Shunday qilib, har qanday magnit zanjiridagi oqimlarni hisoblash masalasi elektr zanjiridagi toklarni hisoblash masalasiga o‘xshaydi, shu bilan birga har qaysi magnit zanjiri uchun unga mos elektr zanjirini ko‘rsatish mumkin (101 - chizma).

Bu o‘xshashdan foydalanib, ko‘pgina hollarda masalani oxirigacha yechmasdan turib, elektrga doir ma’lum masalaning yechimidan foydalanish mumkin. Masalan, o‘tkazgichlar parallel ulanganda ulardagi magnit oqimi magnit qarshilikka teskari proporsional bo‘ladi.

Magnit va elektr zanjirlari orasidagi o‘xshashlikdan foydalanilganda muhim farq borligini nazarda tutish lozim. Metallarning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi amalda tok zichligiga bog‘liq bo‘lmaydi, shuning uchun elektr zanjiri uchastkalarining qarshiligini hisoblash mumkin. Magnit singdiruvchanlik μ magnit maydon kuchlanganligiga bog‘liq, binobarin, (1) formuladagi magnit qarshiliklar Φ qiymatiga bog‘liq bo‘lgan o‘zgaruvchan kattaliklardir.

IX bob. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA XODISASI

49-§. Elektromagnit induksiya. Lens qonuni.

Elektr toklari o‘z atrofida magnit maydon hosil qilishini yuqorida ko‘rib chiqdik. Teskari hodisa magnit maydon elektr toki hosil qilishini 1831 yilda Faradey eksperimental aniqladi. Magnit maydonning berk konturda hosil qilgan toki *induksiya toki*, magnit maydon vositasida hosil qilish hodisasining o‘zi esa *elektromagnit induksiya* deb, induksiya tokini hosil qiluvchi EYuK induksiya elektr yurituvchi kuchi deb ataladi.

Faradey o‘zining elektromagnit induksiyaga oid ko‘p sonli tajribalarini umumlashtirib shunday xulosaga keldi: berk kontur chegaralangan yuza orqali o‘tuvchi magnit oqimi o‘zgargan barcha hollarda berk konturda tok induksiyalanadi: induksiya EYuK ning kattaligi ε_i magnit induksiya oqimining o‘zgarish tezligi $d\Phi / dt$ ga proporsional:

$$\varepsilon_i \sim \frac{d\Phi}{dt} \ . (1)$$

Bu yerda Φ - magnit induksiya oqimi, t - vaqt.

1833 yilda Lens induksiya tokining yo‘nalishini aniqlaydigan umumiy qoidani aniqladi, bu qoida Lens qoidasi deb ataldi: *induksiyalangan tok shunday yo‘nalishda bo‘ladiki, uning xususiy magnit maydoni bu tokni yuzaga keltirayotgan magnit induksiya oqimining o‘zgarishishni kompensatsiyalaydi*. Boshqacha aytganda, induksiya toki shunday yo‘nalganki, uning xususiy magnit maydoni bu tokni hosil qilgan magnit induksiya oqimining o‘zgarishiga to‘sqinlik qiladi.

Elektromagnit induksiyaning asosiy qonuni. Lens qonuni energiyaning saqlanish qonunidan kelib chiqadi. Haqiqatan ham, har qanday elektr toki kabi induksion tok ham ma’lum ish bajaradi. Bu magnit maydonda yopiq o‘tkazgich harakatlantirilganida tashqi kuchlar tomonidan qo‘shimcha ish bajarilishi lozimligini anglatadi. Induksion toklar magnit maydon bilan o‘zaro ta’sirlashib, harakatlanishga qarama-qarshi yo‘nalgani, ya’ni harakatlanishga to‘sqinlik qiluvchi kuchlarni hosil qilgani uchun bu ish bajariladi:

$$dA_1 = I \cdot d\Phi. \quad (2)$$

Bu yerda I - konturdagi tok kuchi, $d\Phi$ - tok oqib o‘tayotgan, yoki xuddi shuning o‘zi kontur bilan chegaralangan yuza orqali magnit induksiya oqimining o‘zgarishi. Tok o‘tganda o‘tkazgich Joul-Lens qonuniga ko‘ra qiziydi ham. Konturning qizish ishi:

$$dA_2 = I^2 R dt. \quad (3)$$

ga teng bo‘ladi, bu yerda R - konturning to‘la qarshiligi.

Konturning deformatsiyasi va qizishi konturga ulangan tok manbaining hisobiga buladi. Chunki tok manbaining dt vaqtda bajargan ishi:

$$dA = \varepsilon_0 I dt. \quad (4)$$

teng, u holda energiyaning saqlanish qonuniga asosan quyidagi tenglikni yozamiz:

$$dA = dA_1 + dA_2 \quad \text{yoki} \quad \varepsilon_0 I dt = I \cdot d\Phi + I^2 R dt \quad \text{bundan}$$

$$I = \frac{\varepsilon_0 - d\Phi / dt}{R} = \frac{\varepsilon_0 + (-d\Phi / dt)}{R}.$$

Bu ifodadagi qo‘shimcha EYuK $(-d\Phi / dt)$ induksiya elektr yurituvchi kuchdir.

Shunday qilib, Faradey elektromagnit induksiya EYuK ning paydo bo‘lishiga sabab magnit oqimining o‘zgarishidir degan xulosaga keldi. Faradey tajribalari natijalarini tahlil qilib Maksvell hamma hollarda ham elektromagnit induksiya elektr yurituvchi kuchi kontur bilan chegaralangan yuz orqali magnit oqimining o‘zgarishiga proporsional deb topdi va quyidagi formula bilan ifodaladi:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (5)$$

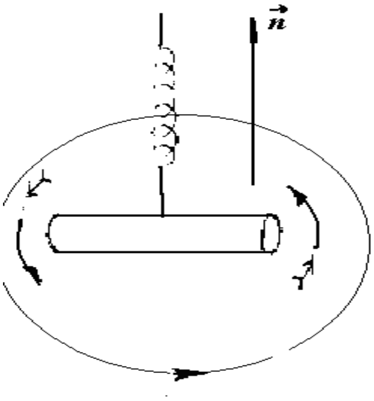
Bu formula elektromagnit induksiyaning asosiy qonunini ifodalaydi. Formuladagi minus ishora Lens qonuniga mos keladi.

Oqimning umumiy aniqlanishiga kura magnit induksiya oqimining S sirt orqali qiymati quyidagi formula bilan aniqlanadi:

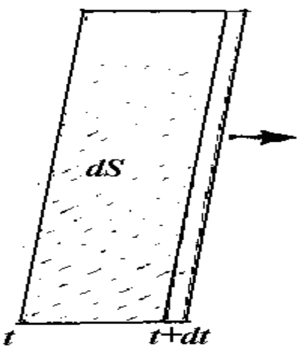
$$\Phi = \int B_n dS \qquad (6)$$

magnit induksiya oqimining o‘lchov birligi SI sistemasida “Veber” (Vb) $1Vb = 1Tl / m^2 = 1V \cdot 1sek$. Oqimning ishorasi normal yo‘nalishining tanlab olinishiga, EYuK ishorasi esa o‘tkazgichni o‘rab olish yo‘nalishiga bog‘liq. Bu yo‘nalishlar bir-biri bilan parma qoidasiga asosan moslashtiriladi: parmaning dastasini aylantirganda (tegishli tanlab olingan yo‘nalish bo‘yicha, u o‘tkazgichni o‘rab olish yo‘nalishi bilan mos keladi, ya’ni parmaning ilgarilanma harakati normalning yo‘nalishini bildiradi 103-chizma) .

Bu hol misolida ham konkret ko‘rsatish mumkinki, formula (5) dagi minus ishorasi Lens qonunining mohiyatini aks ettiradi, ya’ni ***induksion tok shunday yunalganki, u o‘zining harakati bilan hosil qilgan sababga tusqinlik qiladi***. Induksiya EYuK, agar uni magnit maydonida harakat qildirilsa yopiq bo‘lmagan o‘tkazgichda ham hosil bo‘ladi. Uni aniqlash uchun ham (3) formuladan foydalanish mumkin, faqat bu yerda dF ni dS sirtda dt vaqt ichida o‘tgan oqim deb tushunish kerak (104-chizma).



103-chizma



104-chizma

Fuko toklari. Yana shuni qayd etib utamizki, induksion toklar juda yupqa yopiq o‘tkazgichlarda hosil bo‘lishidan tashqari, balki massiv tutash o‘tkazgichlarda ham hosil bo‘ladi, bunday toklarni fransuz fizigi sharafiga ***Fuko toklari*** deb aytiladi. Fuko toklari uyurmaviy toklardir: bu toklar o‘tkazgichda magnit induksiya oqimiga perpendikulyar tekisliklardan o‘tib o‘tkazgichning yo‘g‘onligining o‘zida berkiladi. Maksvell faraz qilganidek, o‘zgaruvchan H magnit maydoni fazoda o‘zgaruvchan E elektr maydonini vujudga keltiradi va magnit maydonning kuch chiziqlari elektr maydonining kuch chiziqlari bilan konsentrik ravishda o‘rab olingan deb faraz qilinadi. Kuch chiziqlari berk bo‘lgan bunday elektr maydon uyurmaviy maydon deb ataladi. Bu yopiq induksion toklarning manzarasi juda murakkab bo‘lishi mumkin, lekin Lens qonunidan foydalanib, ularning yo‘nalishlari haqida sifat jihatdan xulosalar olish mumkin. G‘altak o‘zaklarida hosil bo‘lgan induksion tok chiziqlari (o‘zgaruvchan tok o‘tayotgan) g‘altak o‘qiga perpendikulyar bo‘lgan tekislikda yotishini aniqlash qiyin emas (105-chizmada induksion tok chiziqlari punktir chiziq bilan ko‘rsatilgan).

Massiv o‘tkazgichning elektr qarshiligi juda kam bo‘lgani uchun uyurmaviy toklarning kuchi juda katta qiymatga yetishi mumkin.

Fuko toklari Lens qoidasiga bo‘ysunadi, ya’ni o‘tkazgich ichida o‘zlarining ta’siri bilan o‘zlarini paydo qilgan sababga kuchliroq qarshilik ko‘rsata oladigan yo‘l va yo‘nalishlarni tanlaydi. Shuning uchun kuchli magnit maydoida harakatlanayotgan yaxlit o‘tkazgichlarga Fuko toklarining magnit maydoni bilan o‘zaro ta’sirlanishi natijasida katta tormozlovchi kuch ta’sir qiladi. Bundan galvanometrlar, seysmograflar va boshqa asboblardagi harakatlantiruvchi qismlarni tinchlantirish (dempfirlash) uchun foydalaniladi. Asbobning harakatlanuvchi qismiga sektor shaklida yasalgan o‘tkazuvchi (masalan, alyuminiy) plastinka o‘rnatilib, bu plastinka kuchli doimiy magnit qutblari orasiga kiritiladi.

Plastinka harakatlanganda uyurmaviy toklar paydo bo‘lib, ular sistemani tormozlab turadi. Bunday qurilmaning ustunligi shundan iboratki, tormozlanish plastinka harakat qilganda paydo bo‘ladi va plastinka tinch turganda esa paydo bo‘lmaydi. Shuning uchun elektromagnit tinchlantirgich sistemasining muvozanat holatga katta aniqlik bilan qaytishiga qarshilik ko‘rsatmaydi.

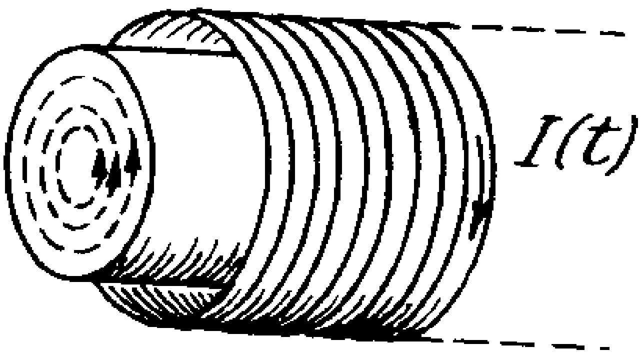
Fuko toklarining issiqlik ta’siridan induksion pechkalarda foydalaniladi. Bunday pechka kuchi juda katta bo‘lgan yuqori chastotali tok bilan ta’minlangan g‘altakdan iboratdir. Agar g‘altak ichiga o‘tkazgich joylashtirilsa, bu o‘tkazgichda kuchli uyurmaviy toklar vujudga kelib, o‘tkazgichni erish nuqtasigacha qizdirib yuboradi. Metallarni vakuumda shu usulda eritilib, juda tozalikdagi materiallar olinadi.

Fuko toklaridan vakuum qurilmalar ichidagi metall qismlarni qizdirib, gazlardan tozalashda ham foydalaniladi.

Ko‘p hollarda Fuko toklari zararli bo‘ladi va ularni kurashish uchun maxsus choralarni ko‘rish kerak bo‘ladi. Masalan, transformatorlar o‘zaklarining uyurmaviy toklar ta’sirida qizishiga energiya sarflanishining oldini olish uchun o‘zaklar oralariga izolyatsiyalovchi qatlamlar quyilgan yupqa plastinkalardan yig‘iladi. Plastinkalarni joylashtirayotganda Fuko toklarining imkoniy yo‘nalishlari bu plastinkalarga perpendikulyar bo‘ladigan qilib olinadi. Ferritlarning (elektr qarshiligi katta bo‘lgan magnit materiallarning) paydo bo‘lishi o‘zaklarni yaxlit qilish imkoniyatini beradi.

O‘zgaruvchan tok o‘tayotgan simlardagi uyurmaviy toklar sim ichidagi tokning kuchini kamaytiradigan va simning sirtidagi tokning kuchini orttiradigan ravishda yo‘nalgan bo‘ladi. Natijada tez o‘zgaruvchi tok simning kesimi bo‘ylab notekis taqsimlangan bo‘ladi, tok o‘tkazgich sirtiga siqib chiqarilgandek tuyuladi. Bu hodisa skin-effekt (inglizcha skin-teri degan ma’noni bildiradi) yoki sirt effekti deb ataladi.

Skin-effekt tufayli yuqori chastotali zanjirlardagi o‘tkazgichlarning ichki qismi keraksiz bo‘lib qoladi. Shuning uchun yuqori chastotali zanjirlarda trubkasimon o‘tkazgichlardan foydalaniladi.



105-chizma.

Elektromagnit induksiya hodisasining xususiy holi sifatida o‘zinduksiya va o‘zaroinduksiya hodisalarini qaraymiz.

50-§. O‘zinduksiya xodisasi.

I tok kuchi o‘tayotgan yopiq o‘tkazgichni qaraymiz. Bu tok atrofida magnit maydonini hosil qiladi, ko‘rsatish mumkinki, bu S sirt orqali o‘tgan magnit oqimi F tok kuchiga proporsionaldir:

$$\Phi = LI. \qquad (1)$$

Bu yerda L proporsionallik koeffitsienti bo‘lib, o‘tkazgichning geometrik xossasiga: uning o‘lchami va formasiga, shuningdek materialning holatiga va xossasiga bog‘liq bo‘lib uni o‘tkazgichning induktivligi deyiladi. SI sistemasida “genri” bilan o‘lchanadi: 1Gn= 1Vb / 1A.

Agar o‘tkazgichda tok kuchi vaqt bo‘yicha o‘zgarsa, u vaqtda:

$$\Phi = \int B_n dS \text{ ga}$$

ko‘ra oqim Φ ham o‘zgaradi. Demak, elektromagnit induksiya hodisasiga ko‘ra o‘tkazgichda EYuK hosil bo‘ladi. O‘tkazgichda EYuK ning hosil bo‘lishi, shu o‘tkazgichda tok kuchining o‘zgarishidan hosil bo‘lish hodisasiga o‘zinduksiya hodisasi deyiladi.

O‘zinduksiya kattaligi (1) ni hisobga olsak, quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -L\frac{dI}{dt} = -I\frac{dL}{dt},$$

L ni doimiy kattalik desak:

$$\varepsilon_i = -L\frac{dI}{dt}. \quad (2)$$

Bu formuladan ko‘rinib turibdiki, o‘zinduksiya EYuK o‘tkazgichning induktivligiga proporsionaldir. Agar induktivlik ko‘p o‘ramdan iborat bo‘lsa (solenoid) har bir o‘ramdagi EYuK bir xil yo‘nalishga ega bo‘ladi, to‘la o‘zinduksiya EYuK ning absolyut qiymati ularning arifmetik yig‘indisiga teng bo‘ladi.

Solenoidning induktivlik formulasini chiqaraylik. Solenoid uzunligini l bilan, ko‘ndalang kesim yuzasi S bilan, solenoid uzunligi birligiga to‘g‘ri kelgan o‘ramlar soni n_0 - bo‘lsa, u holda (2) formuladan $L=\Phi/I$ kelib chiqadi. Solenoid bir jinsli magnetik bilan to‘ldirilgan deb hisoblaymiz va uning magnit singdiruvchanligini μ bilan belgilaymiz.

Bitta o‘ram yuzasidan o‘tgan oqim:

$$\Phi_1 = BS = \mu B_0 S = \mu\mu_0 n_0 IS$$

barcha o‘ramlar $N = n_0 l$ dan o‘tgan yig‘indi oqim:

$$\Phi = \Phi_1 n_0 l = \mu B_0 S = \mu\mu_0 n_0^2 I \cdot S \cdot l$$

Bu ifodani tok kuchi I ga bo‘lsak, solenoidning induktivlik koeffitsienti quyidagiga teng bo‘ladi:

$$L = \mu\mu_0 n_0^2 Sl. \quad (3)$$

51-§. Muhitning magnit singdiruvchanligi.

SI birliklar sistemasida induktivlik tushunchasidan magnit doimiysi μ_0 ning o‘lchov birligini aniqlashda (vakuumning absolyut magnit singdiruvchanligini belgilashda) foydalaniladi. 1 birlik $\mu_0 = 1Gn \cdot m/m^2 = 1Gn/m$.

Tajriba har qanday konturning induktivligi shu kontur turgan muhitning xossalariga bog‘liq ekanligini ko‘rsatadi. Agar g‘altak L ga temir o‘zak kiritilsa, unda har qanday boshqa hollarda ekstratok kuchi ko‘p marta ortadi.

Atrofdagi muhitni bir jinsli deb va qaerda magnit maydon bo‘lsa, u o‘sha joydagi butun fazoni to‘ldiradi deylik. Bu yopiq toroidal g‘altak uchun amalda quyidagini bildiradi: muhit hamma joyda g‘altak ichida bo‘ladi. Chunki toroiddan tashqarida maydon juda kuchsiz (bitta yopiq o‘ramning maydoni). Bu uzun solenoid uchun ham o‘rinlidir.

L_0- biror konturning vakuumdagi induktivligi, L- butun magnit maydonini to‘ldiruvchi bir jinsli moddadagi o‘sha konturning induktivligi bo‘lsin. U holda

$$L / L_0 = \mu \quad (1)$$

nisbat moddaning *magnit singdiruvchanligi* deyiladi. Magnit singdiruvchanlik moddaning magnit xossalarini xarakterlaydi, u moddaning turiga va uning holatiga (masalan, temperaturasiga) bog‘liq.

Dielektrik singdiruvchanlik ε ga o‘xshash magnit singdiruvchanlik μ kiritildi. Bu holda ham (1) formula bilan aniqlanadigan μ kattalik qaralayotgan modda va vakuumning (μ_0) absolyut magnit singdiruvchanliklari nisbatidan yoki vakuumga nisbatan magnit singdiruvchanligidan iborat. ε singari μ ham o‘lchamsiz kattalik. Moddaning magnit singdiruvchanligining absolyut qiymati $\mu\mu_0$ ham μ_0 ning o‘lchamligiga ega.

Konturning induktivligiga muhit ta’sir qilish fakti muhit o‘zgarishi bilan konturni kesib o‘tuvchi magnit oqim o‘zgarishini, binobarin, maydonning har bir nuqtasidagi induksiya ham o‘zgarishini ko‘rsatadi. Magnit singdiruvchanligi μ bo‘lgan muhitda (konturdagi tokning ayni bir qiymatida) induksiya vakuumdagiga qaraganda μ marta katta:

$$B = \mu\mu_0 H . \quad (2)$$

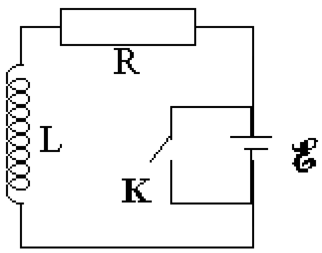
Bundan ko‘rinadiki, absolyut magnit singdiruvchanligi birligi 1 Gn/m magnit maydon kuchlanganligi 1 A/m bo‘lganda 1Tl magnit induksiya hosil bo‘ladigan muhitning magnit singdiruvchanligi ekan.

52-§. O‘zinduksiya natijasida zanjirda tokning yo‘qolishi va tiklanishi.

O‘zinduksiya ekstratoklari Lens qonuniga muvofiq ularni hosil qilgan toklarning o‘zgarishiga doim to‘sqinlik qiladi. Tok manbai zanjirga ulanganida ekstratoklar manba hosil qilayotgan tokka qarama - qarshi yo‘nalgan bo‘ladi. Manba uzilganida ekstratoklarning yo‘nalishi manbaning kuchsizlanayotgan tokining yo‘nalishi bilan bir xil bo‘ladi. Shuning uchun zanjirning induktivligi tok yo‘qolish va tiklanish protsessini sekinlashtirganda ko‘rinadi.

Induktivlik g‘altagi L, qarshilik R, va doimiy tok manbai ε dan iborat zanjirni qaraymiz, zanjirni K kalit orqali uzish yoki ulash mumkin (106-chizma).

a) Tokning yo‘qolishi. Tokni kvazistatsionar deb hisoblaymiz va tokning yo‘qolish qonunini topamiz. Zanjirdan oqayotgan tok I_0 ni (K kalit orqali) $t = 0$ vaqtda uzib tashlaymiz.



106-chizma

Bizga ma’lumki, o‘zinduksiya hodisasi tufayli tok zanjirda birdan nolga kelmaydi. Tokning vaqtga bog‘liqligini topish uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasidan foydalanamiz, qaralayotgan zanjirda $t = 0$ dan boshlab Kirxgofning ikkinchi qoidasiga asosan quyidagi ko‘rinishga ega bo‘lamiz:

$$RI = -L\frac{dI}{dt},$$

bu tenglamani o‘zgaruvchilarga ajratsak va integrallasak:

$$\frac{dI}{I} + -\frac{R}{L}dt$$

$$I = C\exp(-\frac{R}{L}t)$$

Integrallash doimiysini boshlang‘ich shartlardan aniqlash mumkin. $t = 0$ bo‘lganda $I = I_0$, bu yerda $C = I_0$. Shuning uchun tokning kamayish qonuni quyidagi ko‘rinishni oladi:

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

b) Tokning o'rnatilishi. Agar K kalit orqali manbani ulasak, u vaqtda o'zinduksiya tufayli zanjirda tok birdan turg'un holatga kelmaydi. Manbani ulagan holdan boshlab Kirxgof qonuni quyidagicha bo'ladi:

$$RI = \varepsilon - L\frac{dI}{dt}. \quad (2)$$

Bu yerda R- zanjirning to'liq qarshiligi bo'lib, mazkur holda unga manbaning qarshiligini ham qo'shish lozim. Quyidagi yangi o'zgaruvchini kiritib:

$$u = RI - \varepsilon\,,$$

(2) formulani quyidagicha yozamiz: $u = -L\frac{dI}{dt}$. (3)

O'zgartiruvchini differensiallasak: $du = RdI$; yoki $du / R = dI$. Bu qiymatni (3) formulaga quysak:

$$u = -L\frac{du}{Rdt}.$$

Bu tenglamani gruppalab yuqoridagi ko'rinishga keltirib quyidagini olamiz:

$$\frac{du}{u} = -\frac{Rdt}{L}$$

$$u = C\exp(-\frac{R}{L}t)$$

U vaqtda, boshlang'ich shart $t = 0, I = 0, u = -\varepsilon$ bo'lib, bu $C = -\varepsilon$ beradi:

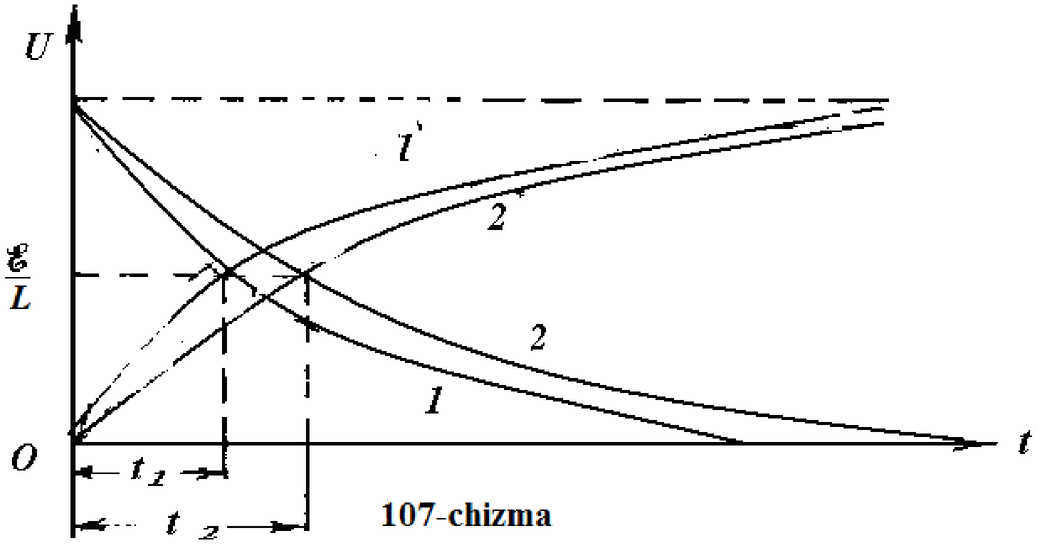
$$u = IR - \varepsilon = -\varepsilon \cdot \exp\left(-\frac{R}{L}t\right).$$

Bundan tok kuchini ifodalab quyidagini topamiz: $\frac{\varepsilon}{L}$

$$I = I_0 \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{R}{L}t\right)}\right) \quad (4)$$

(1) va (4) ko'rsatadiki, tokning yo'nalishi va turg'unlikka erishishi kondensatorni zaryadlash va razryadlash qoidalariga o'xshash bo'ladi, doimiy vaqt $\tau = L / R$ ga teng

bo‘ladi. $I(t)$ ning grafigi ham zaryadlash va razryadlash grafigiga o‘xshash bo‘ladi (107-chizma). 1 va 2 egri chiziqlar tokning yo‘qolishiga, $1'$ va $2'$ - manbani ulaganda tokning o‘rnatilishiga to‘g‘ri keladi.



107-chizma

53-§. Tokning magnit maydon energiyasi.

Tok manbai ε, qarshilik R va I miqdorda tok kuchi o‘tayotgan induktiv L g‘altakdan iborat doimiy tok zanjirini qaraymiz. Faraz qilamizki, qandaydir vaqt davomida begona kuchlar manbai zanjirdan uzilgan bo‘lsin. O‘ziinduksiya hodisasi tufayli zanjirda tok birdan yo‘qolmaydi, sababi o‘zinduksiya EYuK Lens qonuniga ko‘ra tok kuchini birdan kamaytirishiga to‘sqinlik qiladi. Tok yo‘qolgan paytida qarshilikda issiqlik ajralib chiqadi, bu ish zanjirda bajarilgan ishga teng bo‘ladi. Elektrostatik kuchlarning zaryadni yopiq kontur bo‘yicha bajargan ishi nolga teng bo‘lgani uchun butun ish o‘zinduksiya EYuK ni hosil qilgan begona kuchlar tomonidan bajariladi. Shu ishni hisoblaymiz. Juda kichik vaqt dt oralig‘ida tok kuchi va EYuK ning qiymatini o‘zgarmas deb qarash mumkin, u holda begona kuchlarning bajargan ishi $dA = \varepsilon_{ind} dq$ teng bo‘ladi. Bu yerda dq zaryad dt vaqt ichida o‘tuvchi zaryad bo‘lib, $dq = Idt$ ga tengdir. Buni e’tiborga olib va $\varepsilon_i = -L\dfrac{dI}{dt}$ asosan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$dA = -LIdI. \quad (1)$$

To‘la ishni topish uchun tokning I qiymatidan 0 gacha bo‘lgan oraliqda bajarilgan barcha ishlarning yig‘indisini olamiz, ya’ni yuqoridagi ifodani integrallaymiz:

$$A = \int \left(-LIdI\right) = \frac{LI^2}{2} \cdot (2)$$

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan, bu ish tokli g‘altakning xususiy energiyasi W ni aniqlaydi:

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (3)$$

Elektromagnetizmning umumiy nazariyasidan bu energiya solenoid magnit maydon energiyasiga tegishli ekanligi kelib chiqadi. Bu formulani solenoidning magnit induksiyasi orqali ifoda qilish mumkin. Ma’lumki, $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$ ga teng bo‘lib, $H = nI$ ekanligini hisobga olsak, $B = \mu \cdot \mu_0 n \cdot I$. Bu yerda tok kuchi:

$$I = \frac{B}{\mu \cdot \mu_0 \cdot n}, \qquad \text{ga teng bo‘ladi.}$$

Buni hisobga olsak va induktivlikning qiymatini (3) ifodaga qo‘yib quyidagiga ega bo‘lamiz:

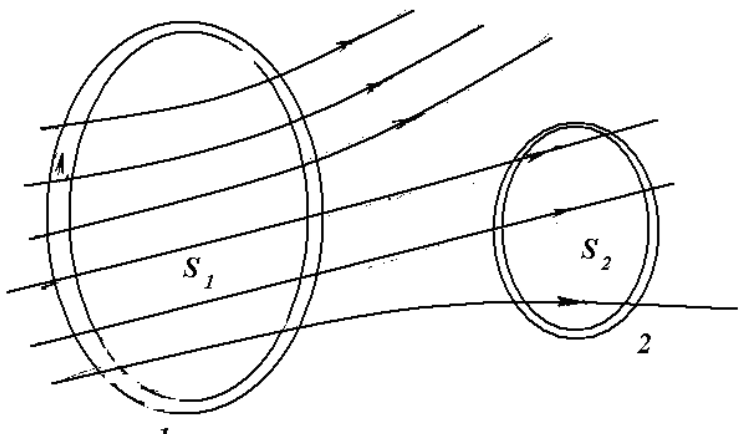
$$W = \frac{L \cdot I^2}{2} = \frac{B^2 \cdot V}{2\mu \cdot \mu_0}, \quad (4)$$

bu yerda $V = S \cdot l$ - solenoid hajmi. Energiya W ni hajm V ga bo‘lsak, energiya zichligi w, ya’ni hajm birligidagi energiyani topamiz. Magnit induksiya bilan magnit maydon kuchlanganligi orasidagi bog‘lanishni hisobga olsak, magnit maydon energiya zichligi uchun boshqa ifoda olamiz:

$$W = \frac{B^2}{2\mu \cdot \mu_0} = \frac{BH}{2}. \quad (5)$$

Doimiy va bir jinsli maydon uchun o‘rinli bo‘lgan bu formula magnit maydon energiya zichligini aniqlashning umumiy ko‘rinishidir.

54-§. O‘zaro induksiya.



108-chizma

Endi I_1 va I_2 tok kuchi oqayotgan konturni qaraymiz. O‘zinduksiya hodisasiga asosan, birinchi konturdagi I_1 tok kuchi S_1 sirt orqali ikkinchi konturda S_2 yuzadan o‘tgan Φ_2 magnit oqimini hosil qiladi va u I_1 tok kuchiga proporsional bo‘ladi (108-chizma).

$$\Phi_2 = L_{21} I_1. \qquad (1)$$

O‘z navbatida ikkinchi konturdagi tok kuchi I_2 birinchi konturni chegaralovchi S_1 sirt orqali I_2 tok kuchiga proporsional bo‘lgan F_1 oqimni hosil qiladi:

$$\Phi_1 = L_{12} I_2. \qquad (2)$$

Har qanday ikkita kontur uchun o‘zaro induksiya koeffitsientlari doim teng bo‘lishini ko‘rsatish mumkin. $L_{12} = L_{12}$ va unga o‘zaro induktivlik deyiladi. O‘zaro induksiya koeffitsientlari konturlarning shakliga, o‘lchamlariga, ularning o‘zaro joylashishiga hamda atrof muhitning xossalariga ham bog‘liq bo‘ladi. *Bir-biriga induktiv bog‘langan konturlardan birida tok kuchining o‘zgarishi ikkinchisida EYuK hosil qilishiga o‘zaro induksiya hodisasi deyiladi.* Birinchi va ikkinchi konturlardagi o‘zaro induksiya EYuK larni topishmiz, buning uchun (1) va (2) larni elektromagnit induksiyaning asosiy formulasiga qo‘yamiz ($L_{12} = L_{12} = const$ deb hisoblaymiz):

$$\varepsilon_1 = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt}, \quad (3)$$

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt}. \quad (4)$$

Bunda ε_2 - kontur 2 da paydo bo‘ladigan induksiya EYuK, ε_1 - kontur 1 dagi EYuK. Formulalarning ko‘rsatishicha konturda hosil bo‘ladigan o‘zaro induksiya EYuK qo‘shni konturda tokning o‘zgarish tezligiga proporsional va bu konturlarning o‘zaro induktivligiga bog‘liq bo‘ladi.

O‘zaro induktivlik va uning o‘lchov birligini aniqlash uchun (3) formulani quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$L_{12} = \frac{\Phi_{12}}{I_2}.$$

Ravshanki, ikki konturning o‘zaro induktivligi konturlarning ikkinchisidan biriga tok o‘tganda konturlarning biri bilan bog‘langan magnit oqimiga teng bo‘ladi. O‘zaro intuktivlikning o‘lchov birligi genri (Gn) amerikalik fizik Genri nomi bilan yuritiladi: $1Gn = Vb / A$.

O‘zaro induksiya koeffitsientini hisoblashga doir soddaroq misolni ko‘raylik. Bir–biriga zich tegib turgan bir qatlamli ikkita toroidal g‘altak 1 va 2 berilgan bo‘lsin. Bu holda bitta g‘altak hosil qiladigan barcha induksiya chiziqlari ikkinchi g‘altak orqali ham o‘tadi. G‘altak 1 ning magnit maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

$$\mathrm{H}_1 = N_1 I_1 / l.$$

Bu maydon g‘altak 2 ning bitta o‘rami orqali quyidagiga teng magnit oqim hosil qiladi:

$$\mu_0 \mathrm{H}_1 S = \frac{\mu_0 \mathrm{N}_1 \mathrm{I}_1 S}{l}.$$

S - g‘altakning kesim yuzi. G‘altakning hamma N_2 - o‘ramlari orqali to‘liq oqim

$$\Phi_{12} = \frac{\mu_0 \mathrm{N}_1 \mathrm{N}_2 S}{l} \mathrm{I}_1.$$

dan iborat, bundan o‘zaro induksiya koeffitsienti uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$L_{12} = \frac{\mu_0 \mathrm{N}_1 \mathrm{N}_2 S}{l}. \quad (5)$$

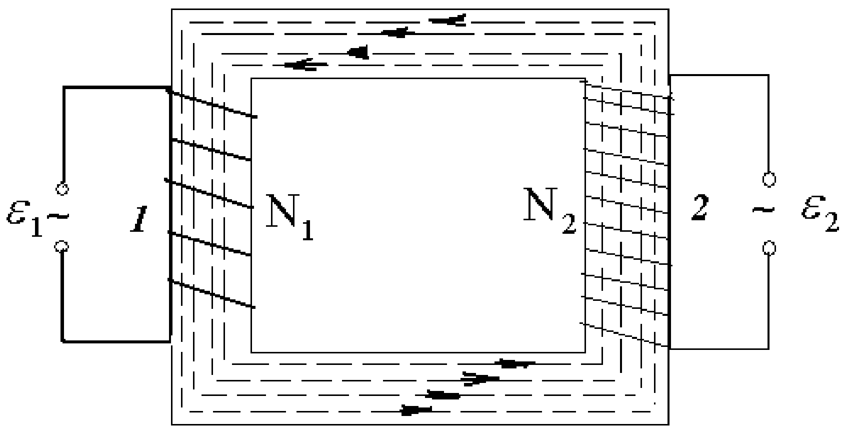
Agar g‘altak 2 ning galtak 1 orqali o‘tuvchi magnit oqimini hisoblasak, u quyidagiga teng bo‘ladi:

$$H_2 = \frac{N_2 I_2}{l}, \qquad \Phi_{21} = \frac{\mu_0 N_2 N_1 S}{l} I_2. \quad (6)$$

Bundan o‘zaro induksiya koeffitsienti L_{21} uchun $L_{12} = L_{21}$ ga muvofiq (5) ifodani olamiz.

G‘altak ichida magnit singdiruvchanligi μ bo‘lgan moddadan qilingan o‘zak bo‘lsa, magnit oqimi μ marta ortadi va o‘zaro induksiya koeffitsienti μ marta ko‘p bo‘ladi. Ikki g‘altakning o‘zaro induksiyasiga doir bu hol amaliy jihatdan juda muhim. Masalan: ichki yonuv dvigatellarida yoqilg‘i aralashmasini yoqishda foydalaniladigan induksiya g‘altagi (bobina), shuningdek elektr radiotexnikada o‘zgaruvchan tokning kuchini va kuchlanishini o‘zgartirish uchun keng qo‘llaniladigan transformatorning ishlashi o‘zaro induksiyaga asoslangan.

Transformatorni 1876 yilda P.N. Yablochkov ixtiro qilgan. Transformatorning prinsipial sxemasi 109-chizmada ko‘rsatilgan. O‘ramlari soni N_1 va N_2 bo‘lgan birlamchi 1 va ikkilamchi 2 g‘altaklar (chulg‘amlar) berk temir o‘zakka keygizilgan. O‘zakning magnit maydoni magnit induksiya chiziqlari bilan (berk uzuq chiziqlar) tasvirlangan.



109-chizma

Agar biror sabab bilan o‘zakdagi magnit oqimi dt vaqtda $d\Phi$ kattalikka o‘zgarsa, u holda Faradey qonuniga muvofiq, chulg‘amlarda quyidagiga teng elektr yurituvchi kuchlar induksiyalanadi:

$$\varepsilon_1 = \frac{d\Phi}{dt} \mathrm{N}_1 \quad \text{va} \quad \varepsilon_2 = \frac{d\Phi}{dt} \mathrm{N}_2 .$$

Magnit oqimining bunday o‘zgarishiga birlamchi chulg‘amga ulangan ε_1 ga teng bo‘lgan tashqi o‘zgaruvchan EYuK sabab bo‘ldi deb faraz qilaylik. U holda ikkinchi chulg‘amda ε_2 ga teng o‘zaro induksiya EYuK hosil bo‘ladi. Bu EYuK larning nisbati:

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{\mathrm{N}_2}{\mathrm{N}_1} = k. \quad (7)$$

ga teng bo‘ladi. k kattalik ***transformatsiya koeffitsienti*** deb ataladi va ikkilamchi chulg‘amdagi EYuK ning birinchi chulg‘amdagi EYuK dan necha marta katta (yoki kichik) ekanini ko‘rsatadi.

Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq, har ikkala chulg‘amda tokning quvvati bir xil bo‘ladi. Shuning uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\varepsilon_1 I_1 = \varepsilon_2 I_2 , \quad (8)$$

yoki (7) formulani hisobga olganda:

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{\mathrm{N}_2}{\mathrm{N}_1} = k . \qquad (9)$$

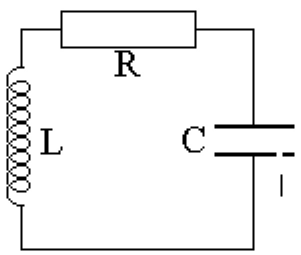
bu yerda I_1 va I_2 - mos ravishda birlamchi va ikkilamchi chug‘lamlardagi o‘zgaruvchan toklar. Chulg‘amlardagi toklar bu chulg‘amlardagi o‘ramlar soniga teskari proporsional bo‘ladi.

Shunday qilib, transformatsiyalash koeffitsientini moslab olingan transformatorni tanlash yo‘li bilan o‘zgaruvchan tokni oldindan ko‘zda tutilgan ixtiyoriy nisbatda orttirish yoki kamaytirish, bunga mos ravishda tokni kamaytirish va orttirish mumkin. Kuchaytiruvchi transformator ($k > 1$), masalan, elektr energiyani katta masofalarga uzatishda (tok kuchi kvadratiga proporsional bo‘lgan joul issiqligiga bo‘ladigan isrofni kamaytirish uchun) ishladiladi. Pasaytiruvchi transformator ($k<1$), masalan, elektr bilan payvadlashda (chunki buning uchun past kuchlanishli katta tok talab qilinadi) foydalaniladi.

Transformatsiyalash koeffitsienti formulasini keltirib chiqarishda energiyaning transformatorning o‘zida isrof bo‘lishi hisobga olinmadi, amalda hamma vaqt bunday isroflar bo‘lishini (chulg‘amlarning qizishi, o‘zakdagi Fuko toklari, magnit oqimining yo‘qolishi, o‘zakning qayta magnitlanishi) ta’kidlash lozim. Biroq bu isroflar juda kichik: hozirgi zamon transformatorlarining f.i.k. 98% ga yetadi. Shuning uchun (9) formula amaliy hisoblashlar uchun bemalol yaraydi.

X-bob. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR

55-§. Elektromagnit tebranishlar.



110-chizma

Tebranish konturi haqida tushuncha. Bu ma’ruzada aktiv qarshilik, kondensator va g‘altakdan iborat ketma-ket ulangan zanjir haqida so‘z boradi. Bu yerda biz bunday zanjirda ro‘y beradigan jarayonlarni umumiy usul ya’ni differensial tenglamalarga asoslangan uslubda qaraymiz. Elektr tebranishlarini induktivlik va sig‘imga ega bo‘lgan zanjir orqali hosil bo‘lishi mumkin. Bunday zanjirga tebranish konturi deyiladi.

110-chizmada ko‘rsatilgan konturda $t=0$da qandaydir tashqi ta’sir ko‘rsatildi (kondensatorga zaryad berilgan ($q_0 \neq 0$) yoki konturda tok o‘yg‘otilgan ($I_0 \neq 0$) yoki bir vaqtda shu ikkala hol ham amalga oshirilgan bo‘lib, so‘ngra kontur o‘z - o‘zicha qo‘yib yuborilgan.

Erkin elektr tebranishlar: mexanik va elektr tebranish o‘rtasida o‘xshashlik. Tebranish konturida qanday jarayonlar ro‘y beradi? Qaralayotgan kontur uchun asosiy differensial tenglama manba bo‘lmagan hol uchun (ε=o) quyidagicha ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$L\frac{d^2q}{dt^2}+R\frac{dq}{dt}+\frac{1}{C}q=0, \quad (1)$$

Siz bunday tenglama bilan mexanikadan tanishsiz - bu massasi m bo‘lgan moddiy nuqtaning kvazielastik kuch: $F=-kx$ va ishqalanish kuchi: $F_x=-b\frac{dx}{dt}$ ta’sirida harakat qilayotgan moddiy nuqtaning harakat differensial tenglamasidir:

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+b\frac{dx}{dt}+kx=0, \quad (2)$$

(1) va (2) tenglamalar matematik jihatdan bir xildir, ular funksiya va koeffitsientlarning fizik ma’nosi bilan farq qiladi, 1 tenglama (1 - jadvalning chap ustuni) va undagi kattaliklarni 2 tenglamadagi kattaliklarga almashtirsak, 1 tenglamaning yechimiga (jadvalning o‘ng ustuni) ega bo‘lamiz.

Uncha katta bo‘lmagan so‘nishda ($\beta<\omega_0$) kondensatordagi zaryad va boshqa konturning o‘zgaruvchi kattaliklari: $I(t), U_R(t), U_C(t), U_L(t)$ — so‘nish qonuniga asosan vaqt bo‘yicha o‘zgaradi. Konturdagi bu elektr tebranishlarga erkin tebranish deb ataladi, chunki ular tashqi ta’sirsiz ro‘y beradi. Amaliy jihatdan kichik vaqt qarshilikka ega bo‘lgan konturlar juda muhimdir, ular uchun $\beta<<\omega_0$ ga teng.

Jadval- 1

Mexanik tebranishlar	Elektr tebranishlar
Tenglamalar	
$m\frac{d^2x}{dt^2}+b\frac{dx}{dt}+kx=0, (2)$	$L\frac{d^2q}{dt^2}+R\frac{dq}{dt}+\frac{1}{C}q=0, (1)$
X(t)	q(t)
m	L
b	R
k	1/C
Yechimi	

x(t) = A $e^{-\beta t}$ cos(ωt+φ), (4)	q(t) = A $e^{-\beta t}$ cos(ωt+φ), (3)
So‘nish koefitsienti quyidagiga teng	
β = b/2m, (6)	β = R/2L, (5)
Aylanma chastota quyidagiga teng,	
$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$, (8)	$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$, (7)
bu yerda,	
$\omega_0 = \sqrt{k/\ m}$, (10)	$\omega_0 = \sqrt{1/\ LC}$, (9)
A va φ doimiylar boshlang‘ich shartdan aniqlanadi, ya’ni ular quyidagilar orqali aniqlanadi.	
X(0) va *v*(0)	q(0) va J(0)

Bu holda, β^2 ni ω_o^2 ga nisbatan tashlab yuborish mumkin. (5) va (7) ni hisobga olsak, tebranish chastotasi uchun quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\omega \approx \omega_0 = \sqrt{1/LC}. \quad (11)$$

Ideal konturda (k=0) so‘nish koeffitsienti β nolga intiladi va tebranish so‘nmaydigan bo‘lib qoladi. Soddalik uchun (3) ga boshlang‘ich fazani nolga teng desak, (3) va (5) formulalar bo‘yicha, tok kuchi va kuchlanishni topamiz:

$$q(t) = q_0 \cos \omega_0 t \ ;$$

$$I(t) = dq/dt = q_0\omega_0 \cos(\omega t + \pi/2)\ ; \ (I_0 = q_0\omega_0)\ ;$$

$$U_C(t) = q/C = (q_0/C_0)\cos\omega_0 t; \ \ (U_{C_0} = q_0/C_0)\ ; \quad (12)$$

$$U_L(t) = L(dJ/dt) = q_0 L\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \pi)\ ; \ (U_{L_0} = q_0 L\omega_0^2)$$

Sig‘im va induktivlik kuchlanishlar qarama-qarshi fazaga ega bo‘ladi (sinusoidal tok qonunlariga asosan), ularning amplituda qiymatlari bir xil kattalikka ega. Formula (12) dan:

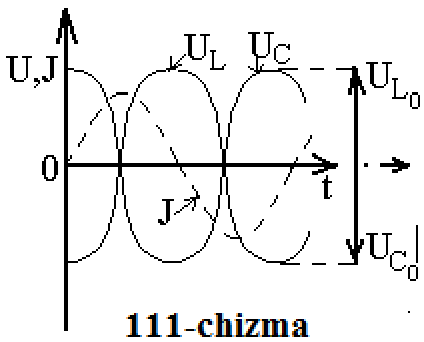
$$U_{L_0} = q_0 L\omega_0^2 = q_0 L(1/LC) = q_0/C = U_{C_0}\,, \quad (13)$$

Ideal kontur uchun grafik va vektor diagrammasi quyida 111-chizmada keltirilgan. Tebranish konturi uchun energiyaning saqlanish qonuni quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi, bu yerda manba bo‘lmagani uchun $dA_{begona} = 0$ deb olish kerak.

$$d(W_e + W_m) = -dQ,$$

ya’ni konturdagi energiya kondensator elektr maydon energiyasi va g‘altakning magnit energiyasidan iborat bo‘lib, sistematik ravishda kamayib, issiqlik energiyasiga aylanib boradi. Ideal konturda $dQ = 0$, chunki, $R = 0$, natijada $d(W_e + W_m) = 0$ bo‘ladi, demak:

$$W_e + W_m = const, \qquad (14)$$



111-chizma

bu energiya to‘la qiymatini saqlab faqat vaqt bo‘yicha kondensator va g‘altakda qayta taqsimlanishini bildiradi.

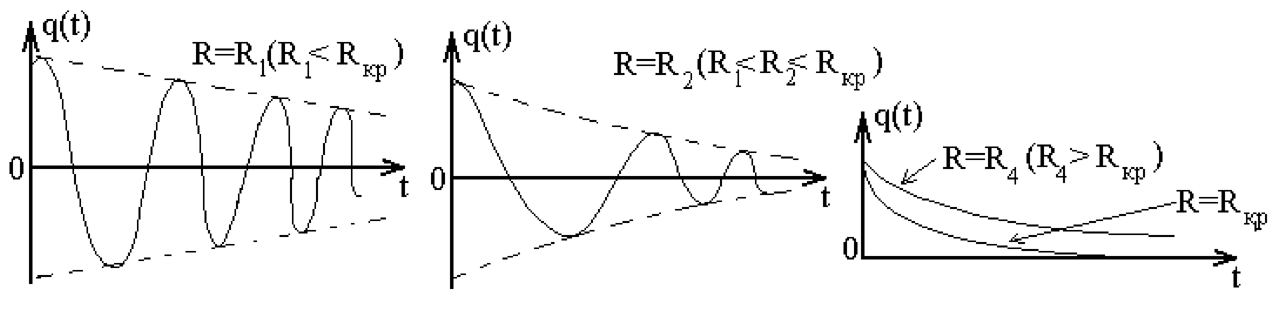
Aktiv qarshilik R ning oshishi bilan erkin tebranish manzarasi o‘zgaradi: tebranishning so‘nishi ortadi, chunki so‘nish koeffitsienti $\beta = R/2L$ oshadi va uning chastotasi:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{(1/LC) - (R^2/4L^2)}$$ kamayadi.

Qarshilikning ba’zi bir kritik qiymati R_{kr} da u

$$\frac{1}{LC} = \frac{R_{кр}^2}{4L^2}$$

shartidan aniqlanadi, chastota nolga teng bo‘ladi va qarshilikning katta qiymatlarida mavhum bo‘lib qoladi, ya’ni so‘nuvchi tebranish ko‘rinishidagi yechim o‘z ma’nosini



112-chizma

yo‘qotadi. Bu vaqtda (1) tenglamaning yechimi apernodik xarakterga ega bo‘ladi. 112 chizmda $q(t)$ ning bir xil C va L, lekin turli xil R uchun ($R_1 < R_2 < R_{kp} < R_4$) grafigi keltirilgan. Bu vaqtda boshlang‘ich shartlar quyidagicha olinadi: $q(0) \neq 0, I(0) = 0$.

Majburiy elektr tebranishlar. Konturda erkin tebranishlar aktiv qarshilik tufayli hamma vaqt so‘nadi. Agar konturga davriy ravishda tashqaridan ta’sir ko‘rsatib turilsa, masalan $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin\omega t$ qonun bo‘yicha o‘zgaruvchi manba ta’sirida bo‘lsa, boshqacha manzarani kuzatish mumkin bo‘ladi. Bu sxema o‘zgaruvchan tok zanjiridan iboratdir (sinusoidal tok qonunlari).

Hozir biz bu zanjirni boshqa tomondan — konturdagi majburiy tebranish nuqtai nazaridan qaraymiz. Asosiy differensial tenglama (1) bu holda quyidagicha bo‘ladi:

$$\underbrace{L\frac{d^2q}{dt^2}}_{U_L} + \underbrace{R\frac{dq}{dt}}_{U_R} + \underbrace{\frac{1}{C}}_{U_C}q = \underbrace{\varepsilon_0 \sin\omega t}_{\varepsilon}. \qquad (15)$$

Bunday tenglama bilan ham biz mexanikada duch kelganmiz — kvazielastik kuch $F_x = -kx$, ishqalish kuchi $F_x = -b\frac{dx}{dt}$ va davriy majburiy kuch $F_x = F_0 \sin\omega t$ ta’sirida moddiy nuqtaning harakat differensial tenglamasi quyidagicha edi:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + b\frac{dx}{dt} + kx = f_0 \sin\omega t, \qquad (16)$$

Jadval 2

Mexanik tebranishlar	Elektr tebranishlar
Tenglama,	
$m\frac{d^2x}{dt^2} + b\frac{dx}{dt} + kx = f_0 \sin\omega t,$	$\underbrace{L\frac{d^2q}{dt^2}}_{U_L} + \underbrace{R\frac{dq}{dt}}_{U_R} + \underbrace{\frac{1}{C}}_{U_C}q = \underbrace{\varepsilon_0 \sin\omega t}_{\varepsilon}$
Yechimi,	

x = A sin(ωt + φ), (18)	q(t) = qₒ sin(ωt + φ), (17)
Bu yerda,	
$A = \dfrac{f_0}{m\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}$	$q_o = \dfrac{\varepsilon_0}{L\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}$,(19)
$tg\varphi = -\dfrac{2\beta\omega}{\omega_o^2 - \omega^2}$	$tg\varphi = -\dfrac{2\beta\omega}{\omega_o^2 - \omega^2}$

Biz bilamizki, bu tenglamaning yechimi majburiy tebranish uchun 2-jadvalning chap ustunida. Bu yechimda $x(t), m, b, k$ larni mos ravishda $q(t), L, R, 1/C$ ga almashtirib, shuningdek t_0 ni ε_0 ga biz (15) ning yechimini topgan bo‘lamiz (jadval 2 ning o‘ng ustuni). (5) dan $\beta = \dfrac{R}{2L}$ va (7) $\omega_0 = \sqrt{\dfrac{1}{LC}}$ larni hisobga olsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \dfrac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad , \quad (20)$$

$$tg\varphi = \frac{R}{1/\omega C - \omega L}. \qquad (21)$$

Kondensator zaryadi $q(t)$ vaqt bo‘yicha o‘zgarishini bilsak, (17) formula bo‘yicha konturning barcha elementlaridagi tok kuchi va kuchlanishini topamiz:

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d\left[q_0 \sin(\omega t + \varphi)\right]}{dt} = q_0\omega \sin(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \ ;$$

$$U_R = RI = q_0\omega \cdot R \cdot \sin(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \, ;$$

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C}\sin(\omega t + \varphi) \, ; \qquad (22)$$

$$U_L = L\frac{dI}{dt} = L\frac{q_0 \cos(\omega t + \varphi)}{dt} = q_0 L\omega^2 \sin(\omega t + \varphi + \pi) \ ;$$

Shunday qilib, tebranish konturiga, uning elementlariga o‘zgaruvchan kuchlanish manbai ulasak, konturda majburiy elektr tebranish hosil bo‘ladi, barcha o‘zgaruvchan elektr kattaliklar $I(t)$, $q(t)$, $U_C(t)$, $U_L(t)$ manba chastotasi, amplituda va fazasi bilan (kontur parametrlariga bog‘liq bo‘lgan) garmonik harakat qiladi. Majburiy tebranishlar uchun rezonans hodisasi xarakterlidir, tashqi ta’sir chastotasi tebranish konturining xususiy chastotasiga yaqinlashganda amplituda keskin oshib ketadi.

Tok kuchining amplitudasi (20) va (22) formula bo‘yicha quyidagicha bo‘ladi:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad , \qquad (23)$$

Bu formuladan ko‘rinadiki $\omega \to 0$ va $\omega \to \infty$ bo‘lganda $I_o(t) \to 0$,

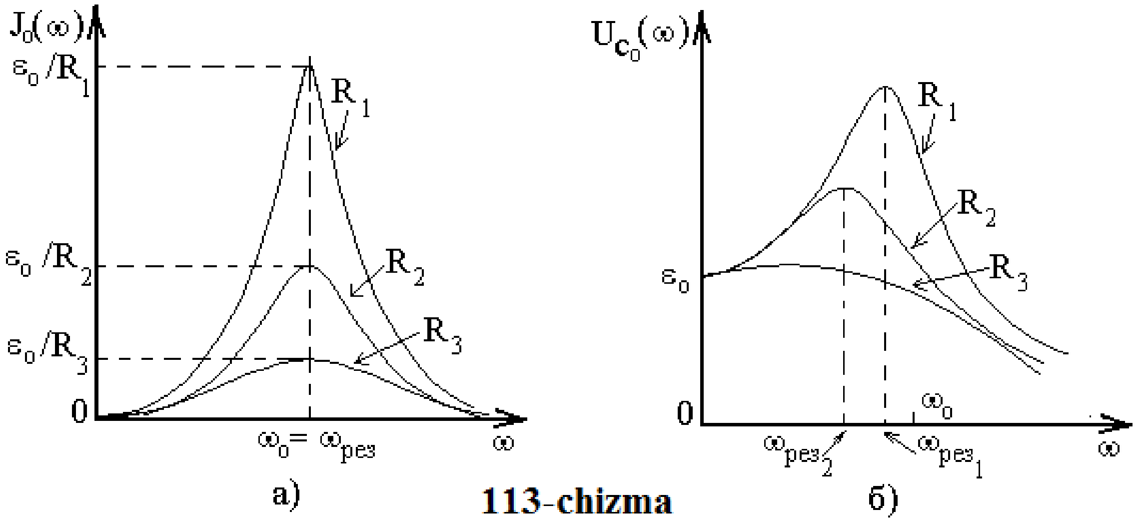
$$L\omega - \frac{1}{\omega C} = 0, \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0 ,$$

bo‘lganda tok kuchi amplitudasi o‘zining maksimal qiymatiga erishadi:

$$I_0^{\max} = \frac{\varepsilon_0}{R} . \qquad (24)$$

Bu formuladan kelib chiqadiki, R oshganda tok kuchi kamayadi, ya’ni $I_0(\omega)$ egri chizig‘i pastga joylashadi. 113-chizmada $I_0(\omega)$ ning grafik bog‘lanishi, ya’ni tok kuchining rezonans egri chizig‘i aktiv qarshilikning 3 ta qiymati $R_1 < R_2 < R_3$ uchun L va C o‘zgarmas bo‘lgan hol uchun ko‘rsatilgan.

Tok kuchining rezonans chastotasi erkin so‘nmaydigan chastota ω_o mos keladi, rezonansdan aniq ko‘rinadiki, konturning aktiv qarshiligi qancha kichik bo‘lsa:



113-chizma

Kondensatordagi kuchlanish amplitudasi:

$$U_{C_0} = q_0 / C \qquad (22)$$

ning formulasiga ko‘ra (20) da q_0 uchun ifodaga qo‘ysak quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$U_{C_0} = \frac{\varepsilon_0}{CL\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \qquad (25)$$

$U_C(\omega)$ funksiyasi $U_{C_0}(0) = \varepsilon_0$ hamma vaqt musbat, funksiyaning ekstremumini topish uchun hosila olish kerak:

$$\frac{dU_C}{d\omega} = 0 .$$

Bu funksiyaning ekstremumi ildiz ostida to‘rgan ifodaniki bilan maksimum, ya’ni:

$$\frac{d}{d\omega}\left[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2\right] = 0$$

bundan $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$ Bu chastotada $U_{C_0}(\omega)$ funksiyaning maksimumi to‘g‘ri keladi, demak, keyingi formula rezonans chastotasini aniqlaydi:

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} . \qquad (26)$$

113-chizma *b* da rezonans egri chizig‘i $U_{Co}(\omega)$ ning *C* va *L* bir xil bo‘lgan va *R* qiymati har xil $(R_1 < R_2 < R_3)$ qiymat uchun keltirilgan. *R* kamayishi bilan egri chiziqlar yuqoriga joylashadi, bu (26) formuladan ham ko‘rinib turibdi. *R* kamayishi bilan β ham kamayadi, demak, $\omega_{рез}$ oshadi. Amaliy maqsadlar uchun ishlatiladigan konturlar uchun $(\beta << \omega_o)$ $2\beta^2$ hadi (26) dan tashlab yuborish mumkin. Bu holda rezonans hamma o‘zgaruvchan elektr kattaliklarda (q, I, U_R, U_C, U_L) ruy beradi.

Kuchlanish manbaining chastotasi, so‘nmaydigan erkin tebranish chastotasiga teng bo‘ladi:

$$\omega_{\text{рез}} \approx \omega_0 = \sqrt{1/LC}\,. \qquad (27)$$

Aksincha, katta so‘nishga ega bo‘lgan konturlarda kondensatordagi kuchlanish chastotasi ω_o dan farq qiladi. Manba kontur elementlari bilan ketma - ket ulanganda ro‘y bergan rezonans hodisasiga ***kuchlanish (elektr) rezonansi*** deyiladi.

Asllik va uning xossalari. Kontur parametrlari *R*, *L*, va *C* dan o‘lchamsiz kattalik hosil qilish mumkin:

$$Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} \qquad (28)$$

va unga konturning ***aslligi*** deyiladi va uning asosiy xossasini xarakterlaydi. Asllik uchun bir nechta formula hosil qilish mumkin va ular uning fizik ma’nosini ochib beradi. Buning uchun (27) shart bajariladi deb hisoblaymiz, demak, $\omega_{rez} = \omega_{xus} = \omega_o$.

<u>Birinchidan</u>, asllik so‘nishning logarfmik dekrementiga teskari proporsional:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} \qquad (29)$$

mexanika, kursidan ma’lumki:

$$\lambda = \ln\frac{A_n}{A_{n+1}} = \ln\frac{Ae^{-\beta t}}{Ae^{-\beta(t+1)}} = \ln e^{-\beta T} = \beta T = \beta\frac{2\pi}{\omega}.$$

Bu yerga $\beta = R/2L$ ni va $\omega = \omega_0 = \sqrt{1/LC}$ ni qo‘ysak (29) formulaga kelamiz:

$$Q = \pi / \lambda$$

Ikkinchidan, u kontur energiyasining nisbiy kamayishiga $\Delta W / W$ teskari proporsional (erkin tebranish davri) :

$$Q = 2\pi(W / \Delta W) \text{ . (30)}$$

Konturdagi energiya $W = LI^2 / 2$, bilan aniqlanadi. Haqiqatda, tok kuchi maksimal bo‘lganda *(I(t) = I_0)*, kondensatordagi zaryad nolga teng, konturdagi barcha energiya g‘altakda to‘plangan bo‘ladi va ($W = LI_0^2 / 2$) formula bilan aniqlanadi. Davr ichida energiyaning kamayishiga ko‘ra $\Delta W = I_0^2 RT / 2$, ifoda bilan aniqlanadi.

Agar $T = 2\pi / \omega$, va $\omega = \omega_0 = \sqrt{1/LC}$ ni hisobga olsak, quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$\Delta W = I_0^2 R\pi\sqrt{LC}$$

Shunday qilib,

$$2\pi\frac{W}{\Delta W} = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = Q. \quad (31)$$

Uchinchidan, asllik shuni ko‘rsatadiki, kondensatordagi kuchlanish amplitudasi rezonans vaqtida $U_{Co}^{(rez)}$, manba EYuK amplitudasidan qancha katta ekanligini ko‘rsatdi:

$$Q = U_{C_0}^{(rez)} / \varepsilon_0. \qquad (32)$$

Haqiqatdan ham:

$$U_{C_0} = (1/\omega C)I_0 .$$

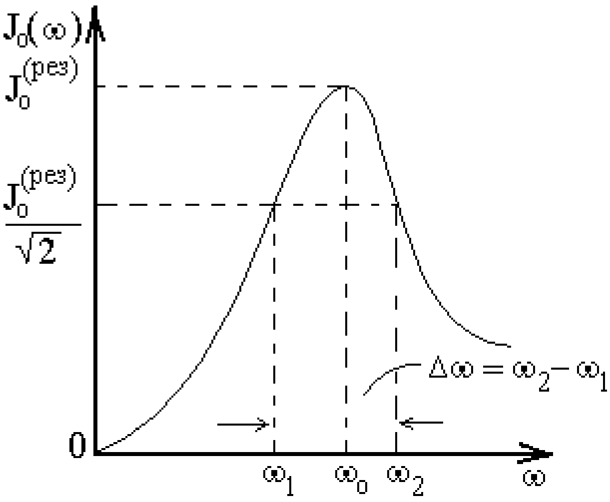
Rezonans vaqtida:

$$\omega = \omega_{\text{rez}} = \omega_0 = \sqrt{1/LC} \text{ va } I_0^{(rez)} = \varepsilon_0 / R \quad .$$

Bundan:

$$U_{C_0}^{(\text{rez})} = \frac{\varepsilon_0}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \varepsilon_0 Q ,$$

bu esa (32) ni beradi.



114-chizma

<u>To‘rtinchidan,</u> Q rezonans egri chizig‘ining kengligiga teskari proporsional:

$$Q = \omega_0 / \Delta\omega. \quad (33)$$

Rezonans egri chizig‘ining kengligi yoki o‘tkazish polosasi deb $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ chastota intervaliga aytiladi, ya’ni amplituda rezonans amplitudasiga nisbati $\sqrt{2}$ marta kichik bo‘ladi (114-chizma) . $\Delta\omega / \omega_0$ nisbatga rezonans egri chizig‘ining nisbiy kengligi deb aytiladi.

Demak, katta asllikka ega bo‘lgan konturlarda erkin tebranish sekin so‘nadi.

56-§. O‘zgaruvchan elektr toki.

Kvazistatsionarlik sharti va kvazistatsionar tok haqida tushuncha. Biz endi *o‘zgaruvchan tokni* o‘rganishga o‘tamiz, tok kuchi vaqt bo‘yicha o‘zgaradigan toklarga o‘zgaruvchan toklar deyiladi.

Biz bu ma’ruzada kvazistatsionar deb ataladigan toklarni o‘rganish bilan boshlaymiz, ya’ni bu toklarda elektr kattaliklar (tok kuchi, kuchlanish, zaryad) uncha tez o‘zgarmaydi. Doimiy tok zanjirida manbaning EYuKi, ε_1 qiymatdan ε_2 gacha sakrab o‘zgarsin. EYuK ning yangi qiymatiga mos kelgan elektr toki I_2 zanjirda qanday bo‘ladi? yoki bir lahzada o‘zgaradimi? Albatta yo‘q, chunki EYuK ning o‘zgarishi haqida axborot yo‘q. Har qanday informatsiya chekli tezlik bilan tarqaladi. Biz tezlikni taxminan yorug‘lik tezligiga teng deb olsak, $c = 3 \cdot 10^8 m/see$, u vaqtda axborot tarqalishi uchun ketgan vaqt:

$$\tau = l / S, \qquad (1)$$

bu yerda *l*- EYuK o‘zgargan zanjirning uzunligi.

Bu formula zanjirda murakkab elektromagnit jarayonning dastlabki statsionar holatda tokning I_1 qiymatining yangi statsionar holatdagi qiymati I_2 ga almashishi uchun ketgan vaqt oralig'ining kattaligini bildiradi.

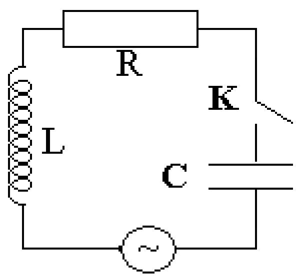
EYuK vaqt buyicha uzluksiz o'zgarsin deb karaymiz. Agar bu o'zgarish yetarli darajada sekin bo'lsa, u vaqtda EYuK ning har bir oniy qiymati uchun tegishli statsionar tok o'rnatilishga ulguradi va zanjirda jarayon o'z-o'zidan statsionar toklarning navbatma navbat almashishi orqali ketaveradi. Demak elektr kattaliklar (tok kuchi, kuchlanish) vaqt bo'yicha o'zgarsa ham, har bir belgilangan momentda ular statsionar yoki doimiy tok qonunlariga bo'ysinadi. Xususan, tok kuchi o'tkazgichning barcha kesimlarida bir xil bo'ladi bu asosiy va kvazistatsionar tokning aniqlovchi xossasidir.

Vaqt bo'yicha davriy o'zgaradigan toklar uchun kvazistatsionarlikning miqdoriy me'yorini aniqlash qiyin emas. Bu holatda vaqt yoki shu vaqt ichida elektr kattalik sezilarli o'zgaradigan vaqt davr T dir.

Bu vaqt tokning o'rnatilish vaqti (τ) dan juda katta bo'lishi kerak:

$$T >> l / C. \qquad (2)$$

O'zgaruvchan toklar zanjirining asosiy tenglamasi. O'zgaruvchan tok zanjiri qonunlarini o'rganishga kirishganimizda ma'lum bir o'ziga xos qiyinchiliklarga duch kelamiz. Birinchidan, o'zgaruvchan tok doimiy tokdan farqli ravishda yopiq bo'lmagan zanjirda ham hosil bo'ladi, bunga kondensatorli zanjir misol bo'la oladi. Ikkinchidan, o'zgaruvchan tok zanjirida o'zinduksiya EYuK hosil bo'ladi, bu holat doimiy tokda yo'q edi. O'zinduksiya EYuK katta bo'lishi uchun zanjirga yana g'altak ulash kerak.



115-chizma

Shunday qilib, ketma-ket ulagan o'zgaruvchan tok manbai $\varepsilon(t)$, qarshilik R , kondensator C va Induktiv g'altagi L dan iborat tarmoqlanmagan eng sodda zanjirni qaraymiz (115-chizma). Kvazistatsionarlik sharti (1) bajarilgan deb, tok kuchi va kuchlanishning oniy qiymati uchun Om qonunini yozamiz. Qaralayotgan zanjir ochiq bo‘lgani uchun (kondensator qoplamalari) zanjirning bir qismi uchun Om qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$IR = \varphi_2 - \varphi_1 + \varepsilon, \qquad (3)$$

bu yerda $\varphi_2 - \varphi_1 = U_C$ kondensator qoplamalari orasidagi potensiallar ayirmasi. Undan tashqari zanjirdan tok o‘tganda o‘zinduksiya EYuK hosil bo‘ladi. (3) qonundagi yig‘indi EYuK manba EYuK $\varepsilon(t)$ va o‘zinduksiya EYuK dan iborat bo‘ladi:

$$\varepsilon = \varepsilon_{o`z} + \varepsilon(t).$$

Odatda o‘zinduksiyani chapga o‘tkaziladi va $U_L = \varepsilon_{o`z}$ ifoda induktivlikdagi kuchlanish deb yuritiladi. R qarshilikdagi kuchlanish IR ni U_R bilan belgilab, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$U_R + U_L + U_C = \varepsilon(t). \qquad (4)$$

Shunday qilib, kvazistatsionar tok zanjiri, doimiy tok zanjiri singari yopiq konturning barcha qiymatlaridagi kuchlanishlar yig‘indisi shu konturdagi EYuK ga teng (Kirxgofning 2 qoidasi). Lekin doimiy tokdan farqli o‘laroq, bu yerda zanjir qismlaridagi kuchlanishlar U_R dan tashqari, boshqalari tok kuchi I ga proporsional emasdir:

$$U_R = IR, \qquad U_L = -\varepsilon_{уз} = -L\frac{dI}{dt}, \qquad U_C = \frac{q}{C}. \qquad (5)$$

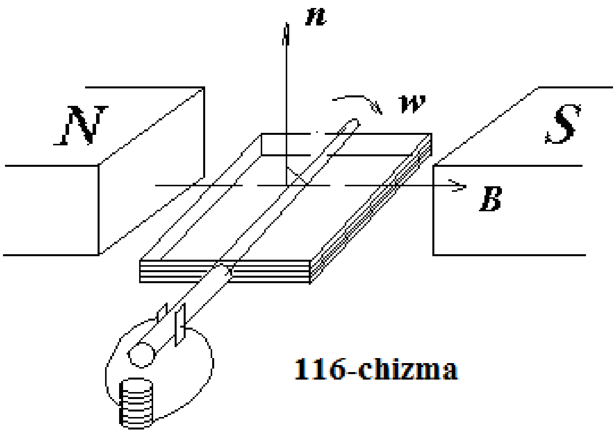
Shuning uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasi bu yerda tok kuchi va EYuK o‘rtasidagi algebraik munosabatga olib kelmaydi, balki differensial tenglamaga olib keladi. Haqiqatda ham formula (4) ga kuchlanishlarning ifodalarini qo‘ysak quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$L\frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{C} = \varepsilon(t). \qquad (6)$$

yoki $I = \dfrac{dq}{dt}$ ekanligini hisobga olsak, demak: $\dfrac{dI}{dt} = \dfrac{d^2q}{dt^2}$,

$$L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \varepsilon(t). \quad (7)$$

Bu o‘zgaruvchan tok zanjiri uchun asosiy differensial tenglama bo‘lib, uning yechimi orqali zanjirda ro‘y berayotgan barcha jarayon haqida axborot olish mumkin. Bu umumiy holat bir necha konkret masalalarda namoyish qilinadi.



116-chizma

Sinusoidal tok haqida tushuncha. Faradeyning elektromagnit induksiya qonuniga asosan, aylanuvchan ramkadan o‘tuvchi *(abcd)* magnit oqimi vaqt bo‘yicha o‘zgaradi va o‘zgaruvchan EYuK hosil qiladi (116-chizma).

Agar ramka tekis aylansa, vektor **B** bilan normal o‘rtasidagi burchak α (116-chizma) vaqt bo‘yicha chiziqli o‘zgaradi. $\alpha=\omega t$ (ω-ramkaning aylanish burchagi chastotasi). Ramka orqali o‘tayotgan magnit oqimi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\Phi = BS \cdot \cos\alpha. \quad (8)$$

EYuK ni topish uchun buni differensiallaymiz:

$$\varepsilon = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = B \cdot S \cdot \omega \cdot \sin\omega t. \quad (9)$$

Ramka orqali o‘tayotgan tok butun zanjir uchun Om qonunidan aniqlanadi:

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

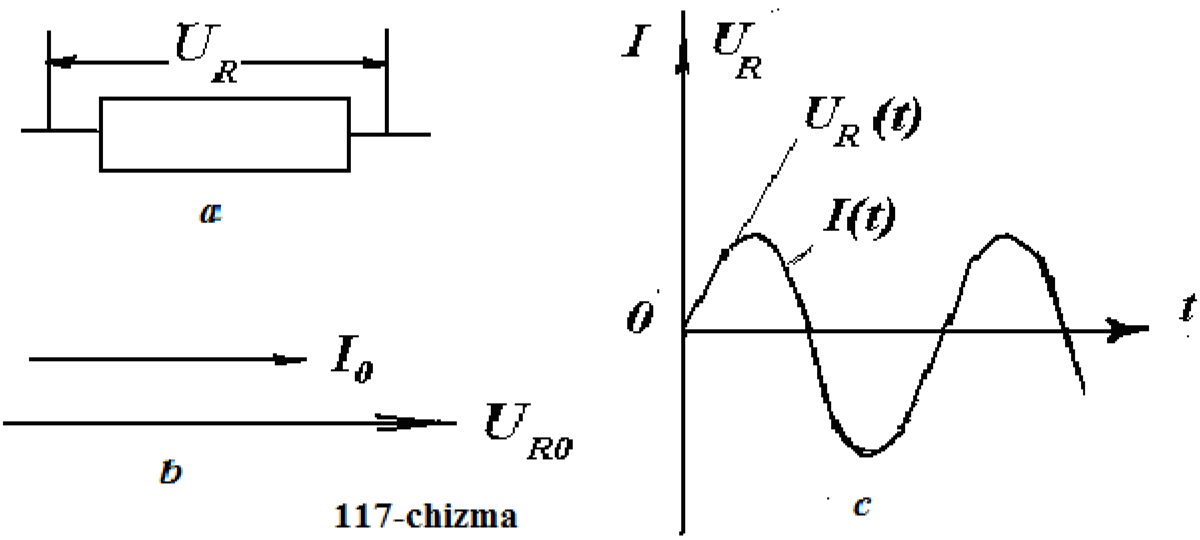
bu yerda R-to‘la qarshilik, ya’ni ramka va zanjirga ulangan iste’molchining qarshiligi, I_0 - tokning amplituda qiymati, ωt - faza.

Shunday qilib, ramkadagi tok vaqt bo‘yicha sinusoidal o‘zgaradi. Texnikada o‘zgaruvchan tok deganda sinusoidal qonun bo‘yicha o‘zgaradigan tokka aytiladi. Fizikada esa, o‘zgaruvchan tok deb, istalgan vaqt bo‘yicha o‘zgaruvchan tokka aytiladi.

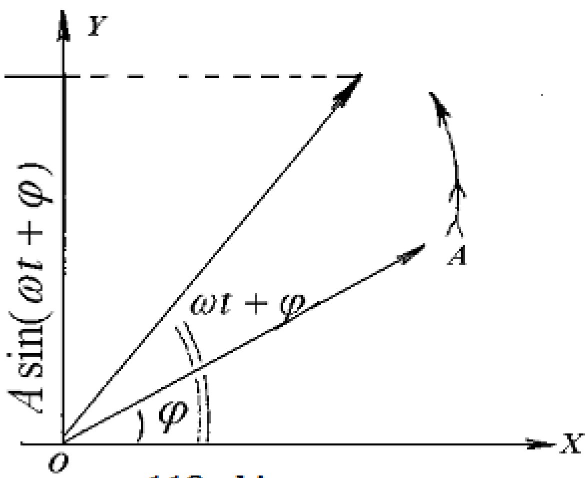
O‘zgaruvchan tok zanjirining ayrim uchastkalari uchun tok va kuchlanish o‘rtasidagi bog‘lanishni qaraymiz.

a) Aktiv qarshilik bo‘lgan zanjir qismi uchun Om qonuni. Sig‘im va induktivlik yo‘q deb hisoblab *R* qarshilikka ega bo‘lgan o‘zgaruvchan tok zanjirini qaraymiz (117- *a* chizma). Tok kuchi va kuchlanishning oniy qiymatlari uchun Om qonuni va (10) ni hisobga olsak quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$U_R = RI = RI_0 \sin \omega t = U_{R0} \sin \omega t. \quad (11)$$



117-chizma



118-chizma

Demak, kuchlanish U_R ham tok kuchi *I* kabi garmonik (bir xil chastota va faza bilan) harakat qiladi, tokning amplituda qiymati I_0, kuchlanishining amplituda qiymati U_{R0} quyidagicha bog‘langan bo‘ladi:

$$U_{R0} = RI_0. \quad (12)$$

Tok kuchi va kuchlanishning grafiklari

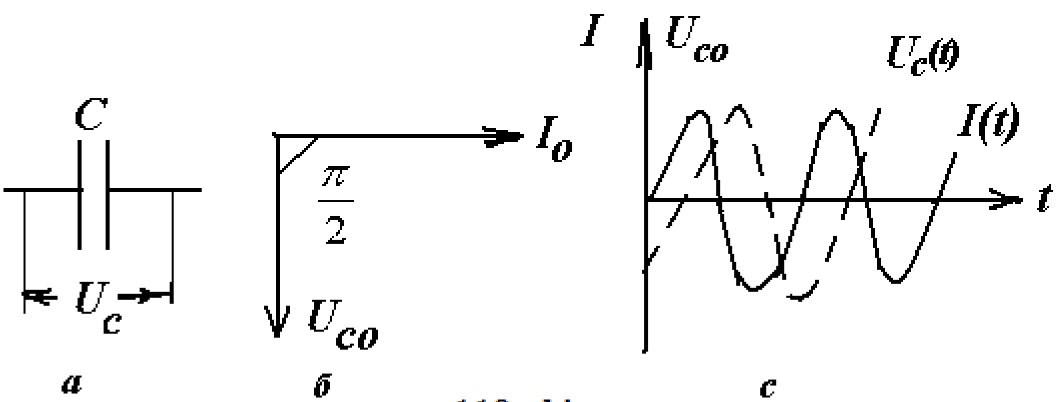
117- *c* chizmada ko‘rsatilgan.

Mexanika kursidan ma’lumki, har qanday garmonik tebranishga $y(t) = A\sin(\omega t + \varphi)$ uzunligi A ga teng bo‘lgan vektor mos kelib, u *XY* tekislikda ω burchak tezlik bilan harakat qilib, vaqtning boshlangich $t = 0$ momentida *X* o‘qi bilan φ burchak tashkil qiladi: qaralayotgan tebranish vektor-amplitudaning *Y* o‘qiga proeksiyasi deb qaraladi (118-chizma). Vektor-amplitudani $t = 0$ vaqtda, *Y* bilan *X* o‘qi orasidagi burchak (vektor diagrammasi chizmada keltirilgan) boshlang‘ich faza φ ga teng. Bizning holimizda tok kuchi va kuchlanish tebranish uzunligi I_0 va U_{R0} bo‘lgan vektor amplituda bilan ifodalanadi (117-chizma).

b) Sig‘imga ega bo‘lgan zanjir uchun Om qonuni. Endi zanjirda C sig‘imga ega bo‘lgan, qarshilik va induktivlik juda kichik bo‘lgan zanjir uchastkasini qaraymiz (119- *a* chizma) va undan $I = I_0 \sin\omega \cdot t$ miqdorda tok kuchi o‘tayotgan bo‘lsin.

Tok kuchi *I* bilan kuchlanish U_c o‘rtasidagi bog‘lanishni topish uchun, $U_C = q/C$ formuladagi zaryad *q* ni tok kuchi orqali ifodalash kerak bo‘ladi. Ma’lumki, tok kuchi $I = dq/dt$ dan $dq = Idt$ ni topamiz. *t* vaqt ichida o‘tgan zaryadni topish uchun keyingi ifodadan, ya’ni dq dan integral olish kerak:

$$q = \int Idt = \int I_0 \sin\omega \cdot t \cdot dt = -\frac{I_0}{\omega}\cos\omega \cdot t = \frac{I_0}{\omega}(\sin\omega \cdot t - \frac{\pi}{2})$$



119-chizma

Shunday qilib, kondensatordagi kuchlanish qo‘yidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$U_C = \frac{q}{C}, \qquad U_C(t) = \frac{I_0}{\omega \cdot C}\sin(\omega \cdot t - \frac{\pi}{2}). \quad (13)$$

U ham ω burchak chastota bilan harakat qiladi, lekin kuchlanish $U_C(t)$ tok kuchidan faza jihatdan $\pi/2$ ga orqada qoladi. U_{C0} va I_0 amplituda qiymatlari quyidagi munosabat bilan bog‘langan:

$$U_{C0} = \frac{I_0}{\omega \cdot C}. \quad (14)$$

Bu qonunni odatdagi Om qonuni bilan taqqoslasak, ($U=RI$) ko‘ramizki, $R_C = 1/\omega C$ ifoda qarshilik vazifasini bajaradi va unga sig‘im qarshilik deyiladi. Bu hol uchun grafik va vektor diagrammasi 119-b,c chizmada ko‘rsatilgan.

v) Induktivlikka ega bo‘lgan zanjir qismi uchun Om qonuni. Endi qarshiligi va sig‘imi juda kichik bo‘lgan, L induktivlikka ega bo‘lgan zanjirni qaraymiz, undan o‘tayotgan tok kuchi $I = I_0 \sin \omega \cdot t$ bo‘lsin. Induktiv qarshilikdagi kuchlanishni topamiz:

$$U_L = L\frac{dI}{dt} = L\frac{d(I_0 \sin \omega \cdot t)}{dt} = LI_0\omega \cdot \cos \omega \cdot t = LI_0\omega \cdot \sin(\omega \cdot t + \frac{\pi}{2}). \quad (15)$$

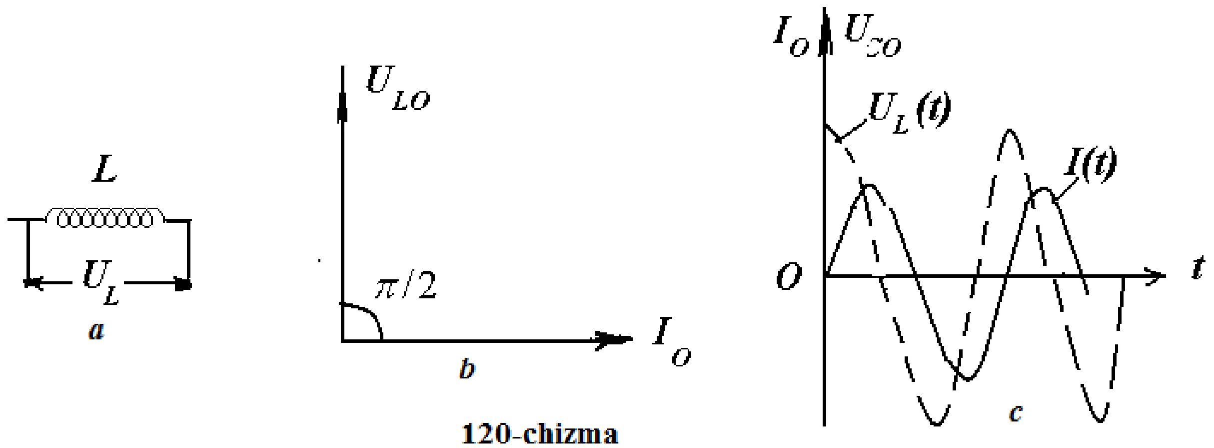
Shunday qilib, induktivlikdagi kuchlanish:

$$U_L(t) = L\omega I_0 \sin(\omega t + \frac{\pi}{2}), \quad (16)$$

ham ω chastota bilan garmonik harakat qiladi, lekin tok kuchi faza jihatdan kuchlanishdan $\pi/2$ ga ilgari ketadi ($T/4$), tok kuchi va kuchlanishning amplituda qiymatlari biri-biri bilan quydagicha bog‘langandir:

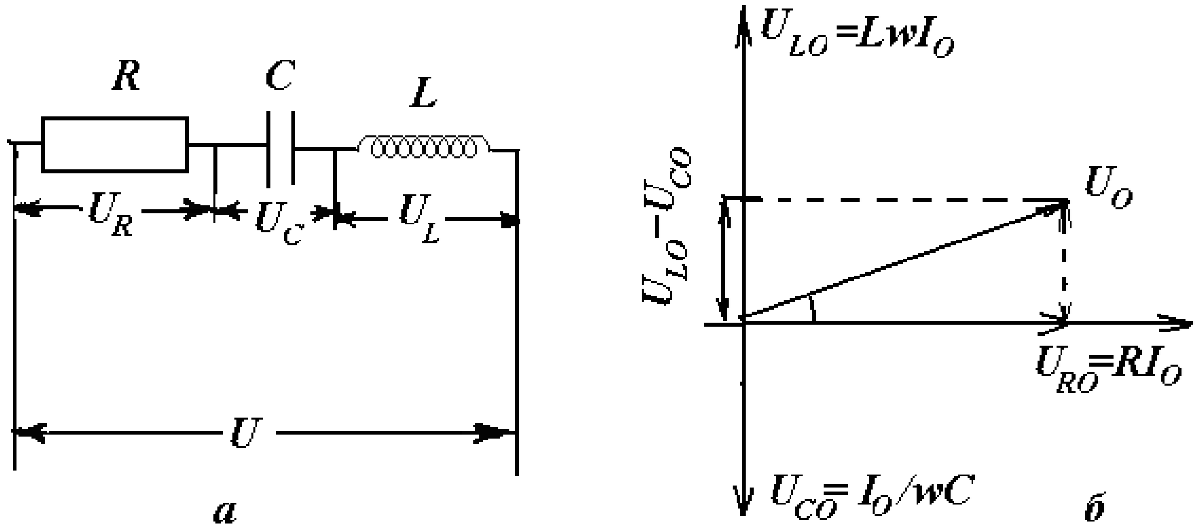
$$U_{LO} = LI_O\omega \ (17) \quad \text{bu yerdan} \quad R_L = L\omega, \quad (18)$$

kattalik qarshilik vazifasi bajaradi va induktiv qarshilik deb aytiladi. Induktiv va sig‘im qarshiliklar reaktiv qarshilik deb, oddiy o‘tkazgich qarshiligi R ni aktiv qarshilik deb atash qabul qilingan. Induktivlikka ega bo‘lgan o‘zgaruvchan tok uchun grafik va vektor diagramma 120-a,b,c chizmada ko‘rsatilgan.



120-chizma

Butun zanjir uchun Om qonuni. Aktiv *R*, sig'im *C* va induktiv L likdan iborat bo'lgan ketma-ket ulangan zanjirni qaraymiz (121- *a* chizma) va undan $I = I_0 \sin \omega \cdot t$



121-chizma

tok o'tayotgan bo'lsin. Zanjir qismlaridagi U_c, U_R va U_L kuchlanishlar yig'indisi umumiy kuchlanish *U* ga teng bo'ladi:

$$U = U_R + U_C + U_L. \quad (19)$$

Barcha qo'shiladigan kattaliklar bir hil chastotadagi garmonik tebranishlar bo'lgani uchun, yig'indi tebranish ham shunday chastotadagi garmonik tebranishdan iborat bo'ladi. Uni U , U_c, U_R va U_L ning vektor-diagrammasidan topish mumkin (121- *b* chizma). Avval U_L va U_C vektorlar qo'shiladi. Natijada qo'shiladigan vektorlarning kattasi tomon yo‘nalgan va absolyut qiymati $I_O\left|L\omega-\frac{1}{\omega C}\right|$ ga teng bo‘lgan vektorga ega bo‘lamiz (punktir chiziq). So‘ngra bu vektorni U_{R0} vektor bilan qo‘shib, yig‘indi kuchlanish vektor-amplituda U_0 ni topamiz. 121-chizmadan ko‘rinadiki, yig‘indi kuchlanish $U=U_O\sin(\omega\cdot t+\varphi)$ faza jihatidan tok kuchiga nisbatan φ ga siljigan va uning tangens burchagi kuyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$tg\varphi=\frac{L\omega-\frac{1}{C\omega}}{R}\ , \quad (20)$$

kuchlanishni amplitudasi esa:

$$U_O=I_O\sqrt{R^2+(L\omega-(1/\omega C))^2}\ . \ (21)$$

formula bilan aniqlanadi:

$$R=\sqrt{R^2+(L\omega-(1/\omega C))^2}. \quad (22)$$

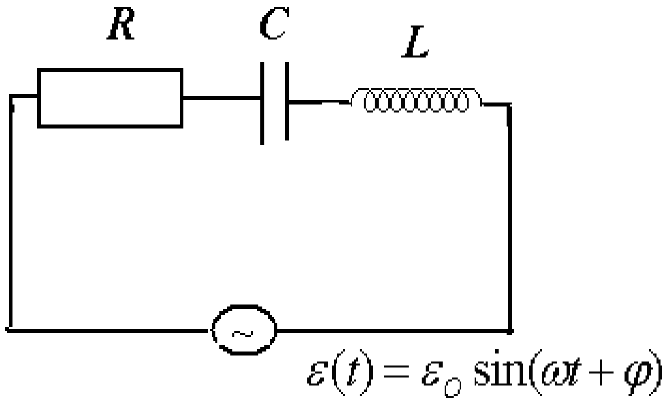
Bu kattalikka to‘la qarshilik deyiladi. Shuni qayd etamizki, bu qarshilik qarshiliklar: R_0, $R_L$va R_C qarshiliklarning arifmetik yig‘indisiga teng emasdir. Bundan tashqari R_L yoki R_C reaktiv qarshilikdardan biri oshganda, to‘la qarshilik kamayishi mumkin.

Om qonunlari (21) va (22) va shu bilan birga ketma-ket ulangan qarshilik, sig‘im, induktiv va o‘zgaruvchan kuchlanish EYuK - $\varepsilon(t)=\varepsilon_O\sin(\omega t+\varphi)$ bilan ketma-ket ulangan butun zanjir uchun Om qonuni deyiladi.

$U=\varepsilon$ bo‘lgan uchun formula (20) dagi U_0 ni ε_0 bilan almashtirsak:

$$I=\frac{\varepsilon}{\sqrt{R^2+(L\omega-(1/\omega C))^2}}\ . \quad (23)$$

butun zanjir uchun Om qonuni bildiradi.



122-chizma

O‘zgaruvchan tok zanjirida energiya va quvvat. O‘zgaruvchan tok zanjirda (122-chizma) energiyaning bir turdan boshqa turga aylanishini qarab chiqaylik. Begona kuchlarning dt vaqt ichida bajargan ishi dA_{begona} aktiv qarshilikdan issiqlik energiya dQ ajralib chiqishga va shuningdek kontur energiyasi dW_e g‘altakning magnit energiyasini dW_m o‘zgartirishga ketadi:

$$dA_{begona} = dQ + dW_e + dW_m . \qquad (24)$$

Bu tenglikning ikkala tomonini dt ga bo‘lsak:

$$\frac{dA_{begona}}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{dW_e}{dt} + \frac{dW_m}{dt} . \qquad (25)$$

Vaqt birligi ichida bajarilgan ish dA_{begona}/dt ta’rif bo‘yicha quvvatga teng bo‘ladi, shuning uchun chap tomonda manba quvvati $P = dA_{begona}/dt$ turadi:

$$P = \frac{dA_{begona}}{dt}; \frac{dQ}{dt} = P_R; \frac{dW_e}{dt} = P_C; \frac{dW_m}{dt} = P_L . \ (26)$$

Quvvatlardan har biri tegishli uchastkadagi kuchlanish va tok kuchining ko‘paytmasiga teng bo‘lishini ko‘rib chiqamiz. Haqiqatdan ham, $A = \varepsilon dq; Q = I^2 Rt; U = RI; W = CU^2/2; W = LI^2/2$ formulalardan foydalanib quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\mathbf{P}_{\text{haqiqiy}} = \frac{dA_b}{dt} = \frac{\varepsilon dq}{dt} = I\varepsilon . \qquad (27)$$

$$\mathbf{P}_{\mathrm{R}}=\frac{dQ}{dt}=\frac{IU_R dt}{dt}=IU_R; \qquad (28)$$

$$\mathbf{P}_{\mathrm{C}}=\frac{dW_e}{dt}=\frac{d(CU_C^2/2)}{dt}=C2U_C\frac{dU_C}{2dt}=CU_C\frac{d\frac{q}{C}}{dt}=U_C\frac{dq}{dt}=IU_C; \qquad (29)$$

$$\mathbf{P}_{\mathrm{L}}=\frac{dW_m}{dt}=\frac{d(LI^2/2)}{dt}=L2I\frac{dI}{2dt}=I(L\frac{dI}{dt})=IU_L; \ (30)$$

Shunday qilib, energiyaning saqlanish qonuni (24) quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi.

$$I\varepsilon = IU_R + IU_C + IU_L. \qquad (31)$$

Bu ifodani I ga bo‘lsak, Kirxgofning ikkinchi qonuniga ega bo‘lamiz, demak bu qonun energiyaning saqlanish qonunining natijasi ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

Tok kuchi uchun $I = I_0 \sin\omega\cdot t$ ifodani qo‘llab, U_R, U_C va U_L kuchlanishlar (12), (14), (17) qonunlar bo‘yicha o‘zgarishi hisobga olsak, tegishli quvvatlar uchun quyidagi ifodalarni topamiz:

$$P_R = IU_R = I_0\sin\omega\cdot t\cdot U_{R0}\sin\omega\cdot t = I_O U_{R0}\sin^2\omega\cdot t; \qquad (32)$$

$$P_C = IU_C = I_0\sin\omega\cdot t\cdot U_{CO}\sin(\omega\cdot t-\pi/2) = (I_O U_{CO}/2)\sin(2\omega\cdot t-\pi); \ (33)$$

$$P_L = IU_L = I_0\sin\omega\cdot t\cdot U_{LO}\sin(\omega\cdot t+\pi/2) = (I_O U_{LO}/2)\sin 2\omega\cdot t \qquad (34)$$

R_c va R_L uchun formulalarni chiqarishda biz kosinus va sinusning keltirish formulalaridan va $\sin\alpha\cdot\sin\beta = \frac{1}{2}\left[\cos(\alpha-\beta)-\cos(\alpha+\beta)\right]$dan foydalandik.

T davr ichida elektr va magnit energiyalarining o‘zgarishini topamiz. $P = \frac{dW}{dt}$ formulasidan kelib chiqadiki, energiyaning dt vaqt ichida o‘zgarishi $dW = Pdt$ ga , demak, energiyaning davr bo‘yicha o‘zgarishi $\int Pdt$ integral bilan aniqlanadi. (33), (34) formulalarni hisobga olsak:

$$\Delta W_э = \int P_C dt = \frac{I_O U_{CO}}{2} \int \sin(2\omega \cdot t - \pi) dt = 0,$$

$$\Delta W_м = \int P_L dt = \frac{I_O U_{LO}}{2} \int \sin 2\omega \cdot t \cdot dt = 0.$$

Shunday qilib, elektr va magnit maydon energiyalarining davr bo‘yicha o‘zgarishi va shu bilan birga o‘rtacha quvvatlar R_c va R_L nolga teng: $R_c = R_L = 0$. Kondensator tomonidan davrning ulushlarida qancha energiya olsa, u vaqtda unda shuncha miqdorda elektr maydoni oshadi ($R_c > 0$), xuddi shuncha energiya kondensatorga qaytadi. Shu davr ulushlarida, elektr maydon unda kamayadi. ($R_c < 0$) (xuddi shunday hol g‘altakning magnit maydoni energiyasi uchun). Demak, sig‘imli va induktivli zanjir qismlarida energiya to‘planmaydi va zanjirdan ajralib ham chiqmaydi. Shu sababga ko‘ra, R_c va R_L quvvatlar va shu bilan birga qarshiliklar (R_c va R_L) ga reaktiv deb aytiladi.

R qarshilikli uchastkada ham T davr ichida ajralib chiqqan issiqlik miqdori ΔQ ni, shunindek o‘rtacha quvvat P_R ni topamiz:

$$dQ = \int P_R dt = \frac{I_O U_{RO}}{2} \int \sin^2 \omega \cdot t \cdot dt = \frac{I_O U_{RO} T}{2}, \qquad (35)$$

yoki $$\mathbf{P_R} = \frac{I_O U_{RO}}{2} = \frac{I_O^2 R}{2}. \qquad (36)$$

Bu uchastkada zanjirdan uzluksiz ravishda energiya ajralib chiqadi (o‘rtacha $\frac{I_O U_{RO}}{2}$ sekundiga). Shu sababli quvvat P_R va shu bilan birga qarshilikga R aktiv deyiladi.

Om qonunidan $(U_{RO} = RI_O)$ foydalanib, va $U_{RO} = U_O \cos\varphi$ diagrammadan kelib chiqadigan ifodadan foydalanib, o‘rtacha aktiv quvvatni bir necha ko‘rinishlarda yozamiz:

$$P_R = \frac{I_O U_{RO}}{2} = \frac{I_O^2 \; R}{2} = I_O U_O \cos\varphi / 2 \qquad (37)$$

R qarshilikda xuddi shu o‘zgapuvchan tok ajratgan issiqlikka teng issiqlik ajratadigan o‘zgarmas tokning kuchi va kuchlanishini mos ravishda I_{ef}yaa $_{ef_i}$ deb belgilaylik. U holda

$$P = I_{eff}U_{eff} = RI^2{}_{eff} = U_{eff}^2 / R. \qquad (38)$$

Bu ifodalarni o‘zgaruvchan tokning quvvati ifodalari bilan solishtirib quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$I_{eff} = \frac{I_O}{\sqrt{2}},\ U_{eff} = \frac{U_O}{\sqrt{2}}. \quad (39)$$

I_{eff} – o‘zgaruvchan tokning effektiv qiymati, U_{eff} - esa effektiv kuchlanish deb ataladi.

Fazalar farqi bo‘lganida o‘zgaruvchan o‘rtacha quvvatini hisoblaylik. Fazalar ($\pm\varphi$) siljishi bo‘lganda; tok kuchi va kuchlanishning oniy qiymatilari

$$I = I_O \sin(\omega t \pm \varphi); \quad U = U_O \sin \omega t$$

Shuning uchun o‘rtacha quvvat:

$$P = IU = I_O U_O \sin(\omega t \pm \varphi) \cdot \sin \omega t = \frac{I_O U_O}{2} \cos(\pm\varphi) - \cos(2\omega t \pm \varphi) =$$

$$= \frac{I_O U_O}{\sqrt{2}\cdot\sqrt{2}} \cos\varphi - \frac{I_O U_O}{\sqrt{2}\cdot\sqrt{2}} \cos(2\omega t \pm \varphi) = I_{eff}U_{eff} \cos\varphi - I_{eff}U_{eff} \cos(2\omega t \pm \varphi).$$

Bu o‘zgartirishda $\sin\alpha \cdot \sin\beta = \frac{1}{2}[\cos(\alpha-\beta) - \cos(\alpha+\beta)]$ trigonometrik ayniyatga asoslanildi. T davr davomida, demak, $t >> T$ bo‘lgan har qarday vaqt oralig‘i uchun ham quvvatning o‘rtacha qiymati $I_{eff}U_{eff} \cos\varphi$ va $I_{eff}U_{eff} \cos(2\omega t \pm \varphi)$ hadlarning o‘rtacha qiymatlari ayirmasiga teng bo‘ladi. Biroq birinchi had vaqtga bog‘liq bo‘lmagan doimiy kattalik. Ikkinchi had esa *vaqtning davriy funksiyasi:* shuning uchun uning davr davomidagi o‘rtacha qiymati nolga teng (davr davomida $\cos(2\omega t \pm \varphi)$ musbat qiymatlarni ham manfiy qiymatlarni ham baravar qabul qiladi). Shunday qilib:

$$P = I_{eff}U_{eff} \cos\varphi. \quad (40)$$

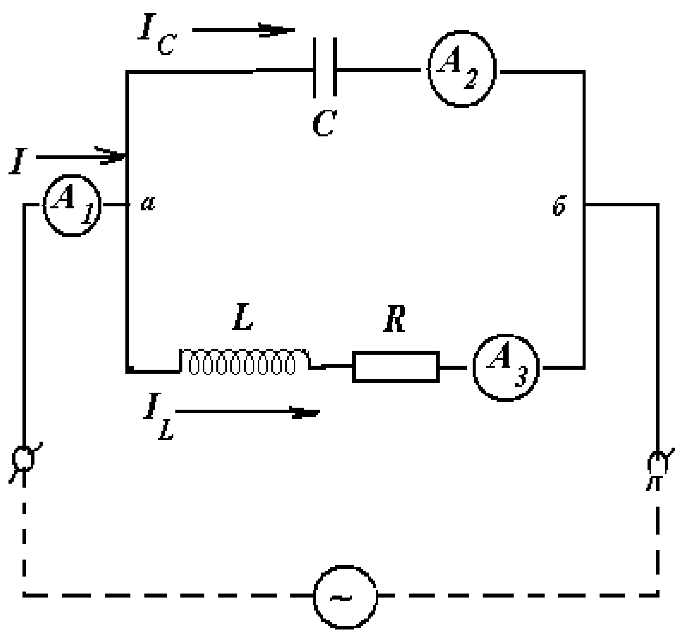
To‘la kuchlanish va tok kuchi o‘rtasidagi fazalar farqining kosinusi quvvat koeffitsienti deyiladi. Tok va kuchlanish orasida fazalar siljishi bo‘lmaganda ($\varphi = 0$), ya’ni elektr rezonansida $\cos\varphi$ birga teng bo‘lgan maksimal qiymatga ega bo‘ladi. Bu holda zanjirda ajraladigan quvvat maksimal bo‘lib quyidagiga teng bo‘ladi:

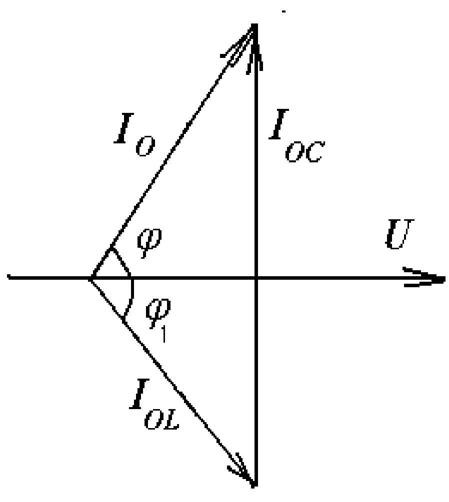
$$P = I_{eff} U_{eff} \ .$$

O‘zgaruvchan tokning zanjirga beradigan quvvati oshirish uchun quvvat koeffitsientini iloji boricha katta qiymatga yetkazish kerak, buning uchun zanjirga elektr rezonans shartiga mos keladigan induktiv va sig‘im nagruzkalarini ulash kerak.

O‘zgaruvchan tokning tarmoqlanishi. Biz yuqorida aktiv va reaktiv karshiliklar ketma-ket ulangan zanjirni ko‘rib chiqdik. Endi parallel ulangan tarmoqlardan iborat bo‘lgan va demak, o‘zgaruvchan tok tarmoqlanadigan zanjirda tok va kuchlanish orasidagi bog‘lanishni qanday topish mumkinligini ko‘ramiz.

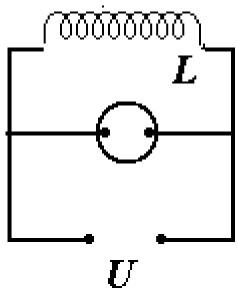
Faraz qilaylik, zanjir ikki tarmoqdan: birida sig‘imli kondensator va ikkinchisida induktiv g‘altagi bo‘lgan tarmoqlardan iborat bo‘lsin. Simdan qilingan g‘altaklarning hamma vaqt ham biror qarshiligi bo‘lgani uchun induktiv g‘altak bo‘lgan tarmoqda aktiv qarshilikni ham hisobga olamiz. Zanjirning a va $б$ uchlariga quyidagi qonun $U = U_O \sin \omega \cdot t$ bo‘yicha o‘zgaruvchi o‘zgaruvchan kuchlanish berilgan. Zanjirda to‘liq tok kuchining (ya’ni tok beruvchi simlarga ulangan A_1 ampermetr qayd qiladigan tok kuchining) tebranishlarini aniklash talab qilinadi.





123-chuzma.

Tarmoqlanmagan odatdagi zanjirda zanjirning barcha elementlari (L, C, R) uchun tok kuchi umumiy bo‘lib, masala induktivlik, sig‘im va qarshilikda kuchlanish tebranishlarini qo‘shishga keltirilar edi. Shu maqsadda kuchlanishning vektor diagrammalaridan foydalandik. Bizning holimizda a va $б$ nuqtalar orasidagi kuchlanish umumiy bo‘lib, I_C va I_L tarmoklardagi tok kuchi turlicha bo‘lib umumiy tok kuchi:



124-chizma

$$I = I_C + I_L \quad (41)$$

Bo‘ladi va masala tok tebranishlarini qo‘shishga keltiriladi.

a va $б$ nuqtalar orasidagi kuchlanishning tebranishlarini tasvirlovchi vektor U chiziq bo‘ylab yo‘nalgan (kuchlanishlar o‘qi) bo‘lsin. Induktiv g‘altakdagi tok tebranishlarining uzunligi I_{OL} kuyidagicha bo‘ladi (o‘zgaruvchan toklar uchun Om qonunida $C = \infty$ deb olinishi kerak):

$$I_{OL} = \frac{U_O}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}. \quad (42)$$

Bu vektor kuchlanishlar o‘qiga nisbatan φ_L burchakka burilgan (chunki g‘altakdagi tok kuchlanishdan orqada qoladi):

$$tg\varphi = \frac{\omega L}{R}. \quad (43)$$

Kondensatordagi tokning tebranishlari kuchlanishlar o‘qiga nisbatan $\pm\pi/2$ ga burilgan I_{OC} vektorning uzunligi (tokning amplitudasi, o‘zgaruvchan toklar uchun Om qonunida $L = R = 0$) quyidagiga teng:

$$I_{OC} = U_O \omega C \quad (44)$$

To‘la tokning tebranishlari I_O vektor bilan aniqlanadi:

$$I = I_O \sin(\omega \cdot t + \varphi) \quad (45)$$

I_{OC}, I_{OL} vektorlarning uzunliklari va φ (42) – (44) formulalar bilan aniqlanganligi uchun 123-chizmadagi uchburchakdan I_O va φ ni topish va zanjirdagi to‘la tokning tebranishlarini aniqlash mumkin.

57-§. Elektromagnit maydon.

Kvazistatsionar bo‘lmagan toklar va ochiq tebranish konturi.

Biz shu vaqtgacha elektr va magnit maydonlarni o‘zgarmas holda, kvazistatsionar holatda va past chastotalarda qarab keldik. Bunday holatlar uchun elektr va magnit maydonlarini xarakterlaydigan kattaliklarni aniqladik. Lekin juda yuqori chastotali tebranishlarda (10^5 Gs-10^{11} Gs) davriy jarayonlar juda tez o‘zgaradi. Natijada yangi fizik xodisalar kuzatiladi. Masalan, $U_L \sim \omega$ bo‘lgani uchun yuqori chastotada juda katta kuchlanish olish mumkin (Tesla trasformatori bunga misol bo‘ladi). Induktiv qarshilik $\omega = L$ ga teng bo‘lgani uchun hatto simning bir bo‘lakchasi ham juda katta induktiv qarshilikka ega bo‘ladi. Buni quyidagi tajribada kuzatish mumkin (124-chizma).

Chizmada mis simi bilan zanjirga parallel ulangan lampochka ko‘rsatilgan. Agar zanjirga doimiy kuchlanish bersak lampochka yonmaydi, chunki u mis sim bilan qasqa tutashtirilgan. Agar zanjirni yuqori kuchlanish manbaiga ulasak lampochka yonadi, chunki bu vaqtda lampochka induktiv qarshilikka ega bo‘ladi, natijada tokni ko‘p qismi lampochkadan o‘tadi.

Sig‘im qarshiligi esa, $1/\omega C$ juda kichik bo‘ladi, ya’ni yuqori chastotada umuman qarshilik ko‘rsatmay qoladi. Yukori chastotada induksiya ta’siriga uchragan har qanday o‘tkazgich massasida Fuko toki hosil bo‘ladi. Natijada, o‘tkazgichlar issiy boshlaydi. Yuqori chastotada o‘tkazgichning ichida induksion effekt hosil bo‘ladi - bu effektga skin effekti deb aytiladi.

Siljish toki. O‘zgaruvchan tok zanjiriga kondensator ulaganda siljish toki paydo bo‘ladi. Bu haqida ham biz to‘xtalib o‘tgan edik. Vaqt bo‘yicha sekin o‘zgarayotgan jarayonlar (kvazistatsionar toklar, past chastota) uchun siljish toki kichik ($\partial E/\partial t$ -kichik kattalik) va kondensator qoplamalari orasida sezilarli edi (Eyxenvald tajribasi).

Tajribalar shuni tasdiqladiki, siljish toki umumiy holda ham o‘rinli bo‘ladi, ya’ni siljish tok zichligi **J** o‘zgaradigan hamma yerda o‘rinli. Tez ruy beradigan jarayonda siljish toki juda katta bo‘lib qoladi. Bu xodisa optik va rentgen nurlanishni hosil qilishning sababi ekanligi aniqlandi.

Tez o‘zgaradigan jarayonlarda sekin jarayonlardagi singari tok o‘tkazgich uzunligi bo‘yicha doimiy bo‘lmay qoladi. Tokning bunday fazoviy taqsimlashini uzatish chiziqlarida chopuvchi va turg‘un elektromagnit to‘lqinlarni hosil qiladi.

Biz yuqorida sanab o‘tgan fizik hodisalarni shu vaqtgacha mavjud bo‘lgan nazariyalar asosida tushuntirib bo‘lmaydi. Bu masalani 19-asrning 60- yillarida ingliz fizigi K. Maksvell bajardi. U elektromagnit maydonning klassik nazariyasini va bu maydonni xarakterlaydigan tenglamalar sistemasini yaratdi. Maksvell tenglamalaridan zaryadning va tokning doimiy, o‘zgaruvchan maydonlarda harakat qonunlari, elektromagnit nurlanish qonunlari kelib chiqadi.

Agar $\partial E/\partial t$, $\partial H/\partial t = 0$ bo‘lsa elektrostatika va magnitostatika qonunlari agar $\partial E/\partial t$, $\partial H/\partial t \neq 0$ bo‘lsa elektrodinamika va magnitodinamika qonunlari kelib chiqadi. Biz bu ma’ruzada Maksvell nazariyasining mohiyatini va uning qo‘llanishlarini qarab chiqamiz.

Maksvellning birinchi tenglamasi yoki elektromagnit induksiya qonunining umumiy ko‘rinishi. O‘zgaruvchan magnit maydonda joylashgan qo‘zg‘almas yopiq o‘tkazuvchanlik L konturni qaraymiz. Faradeyning elektromagnit induksiya qonuniga ko‘ra, magnit oqimi o‘zgarganda berk konturda elektr yurituvchi kuch hosil bo‘ladi.

$$-\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(B_n ds) = -\int_S \frac{d(B_n)}{dt} ds = -\int_S \frac{dB_n}{dt} ds = -\int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_n ds \,. \quad (1)$$

Bu yerda Φ - magnit induksiya vektorining L kontur bilan chegaralangan S yuzadan o‘tgan oqimi. Agar bu ifodani begona kuchlarning kuchlanganligi orqali yozsak, u vaqtda Faradey qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\int_L E_l^{\text{бел}} dl = -\int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_n ds, \qquad (2)$$

Faradey qonuni induksiya EYuK hosil bo‘lishining sababini, uning kattaligini va yo‘nalishini aniqlaydi. Lekin induksiya EYuK ga sabab bo‘lgan begona kuchlarning fizik tabiati haqida gapirmaydi. Maksvell taklif qildiki (birinchi gipoteza), har qanday vaqt bo‘yicha o‘zgaruvchi magnit maydon elektr maydonini hosil qiladi. Bu elektr maydoni tok tashuvchilarga ta’sir qiluvchi kuchlar - induksion tok hosil qiluvchi begona kuchlar ekanligini ko‘rsatib berdi. Shunday qilib, Faradey qonunidagi (2) begona kuchlar kuchlanganligi bu elektr maydon kuchlanganligidir va u quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

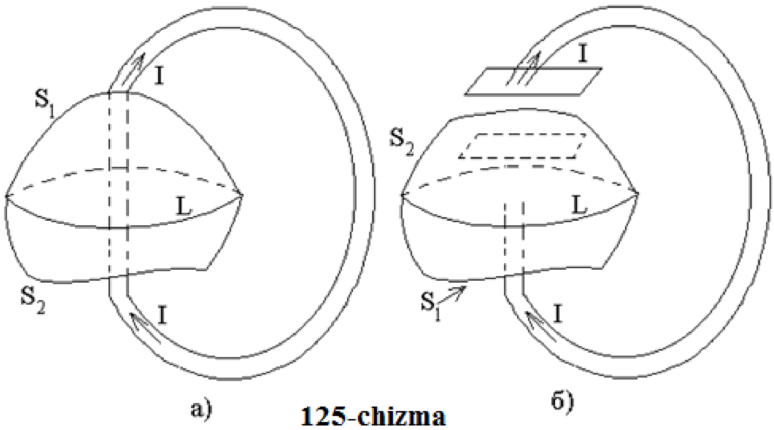
$$\oint_L E_l dl = -\int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_n ds \qquad (3)$$

Bu formula Maksvell birinchi gipotezasining matematik ko‘rinishi bo‘lib, Maksvell nazariyasining birinchi bosh tenglamasidir. Bu tenglamaning chap qismida elektr maydon kuchlanganlik vektorining yopiq kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi turadi, Maksvell birinchi tenglamasida elektr maydon sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani umumlashtiradi. Ma’lumki, elektrostatik maydon uchun bunday sirkulyatsiya nolga teng edi, shunga asosan zaryadni kuchirishda bajargan ish nolga teng bo‘lib va skalyar potensial tushunchasi kiritilgan edi. Umumiy holda fazoda o‘zgaruvchan magnit maydoni bo‘lsa, elektr maydon kuchlanganligi noldan farq qiladi - ixtiyoriy elektr maydoni potensialli maydon bo‘laolmaydi, balki u vixrli maydondir. Elektr maydon kuchlanganligi ham, kuch chiziqlar manzarasi ham, umumiy ko‘rinishda bo‘ladi: bu yerda zaryadlarda boshlanuvchi va tugovchi chiziqlar bilan birga (elektrostatik maydondagi singari) yopiq kuchlanganlik chiziqlari mavjud bo‘ladi.

Xususan, agar fazoda o‘zgaruvchan magnit maydoni bo‘lsa, zaryadlar bo‘lmaydi u vaqtda elektr maydon kuch chiziqlarining hammasi yopiq bo‘ladi bunday maydonga vixrli maydon deyiladi (eslatib o‘tamizki, doimiy magnit maydoni ham vixrli edi).

Maksvellning ikkinchi tenglamasi yoki to‘la tok qonuni.

Doimiy tokning magnit maydon nazariyasida biz asosiy tenglamalar sifatida kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani kiritgan edik. Shu teorema ifodasining o‘ng qismida L kontur bilan chegaralangan S sirtdan o‘tuvchi tok turar edi. Doimiy tokda bu tok sirtning formasiga bog‘liq bo‘lmasligi, tok chiziqlarining uzluksizligi bilan tushuntirilgan edi (125- a chizma: ikkita ixtiyoriy S_1 va S_2 sirtni bir xil tok, yig‘indi tok kesib o‘tadi.)



125-chizma

O‘zgaruvchan tok bo‘lganda boshqacha bo‘ladi, ya’ni o‘zgaruvchan tok va u hosil qilgan o‘zgaruvchan magnit maydon sirkulyatsiyasi haqidagi teorema noto‘g‘ridir. Magnit maydon sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani “qutqarish”ga harakat qilib o‘zgaruvchan tok uchun Maksvell uni umumlashtirdi va o‘zgaruvchan tok fazoda magnit maydonini ham hosil qiladi, ya’ni zanjirda tok uzluksiz bo‘lganday, tok chiziqlari kondensator qoplamalarida uzilmaydi, qoplamalar orasidan uzluksiz o‘tishi kerak deb faraz qildi (125-b chizma). Haqiqatda esa, kondensator ichida tok yo‘q, lekin u yerda o‘zgaruvchan elektr maydoni bor, chunki o‘zgaruvchan tokda zaryadlar kondensator qoplamalarida vaqt bo‘yicha o‘zgaradi. Demak, Maksvell nazariyasi bo‘yicha o‘zgaruvchan elektr maydoni tokli o‘tkazgichlardagi kabi magnit maydoni hosil qiladi.

Bu nazariyaga matematik tus berish uchun Maksvell siljish toki tushunchasi kiritadi. Siljish toki kiritilishining maqsadga muvofiqligi shundan iboratki, endi magnit maydonining turli manbalari - o‘tkazuvchanlik toki va o‘zgaruvchan elektr maydonini formal jihatdan bitta manbaga - to‘la tokka birlashtiriladi.

To‘la tok zichligi j fazoning har bir nuqtasida o‘tkazuvchanlik tok zichligi $j_{o`t}$ va shu nuqtadagi siljish toki zichligi $j_{silj.}$ dan iborat bo‘ladi:

$$J = J_{o`tk} + J_{silj} \qquad (4)$$

$J_{o`tk} + J_{silj}$ tenglikni isbot qilish mumkin. Siljish tokini kondensator maydonining siljish vektori orqali ifodalaymiz. Ma’lumki, kondensatorning zaryad sichligi $\sigma = q/S$ teng edi. U vaqtda

$$J_{o`tk} = I/S = \frac{1}{S}\frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{q}{s}\right) = \frac{d\sigma}{dt}, \quad (5)$$

Ma’lumki, kondensator uchun $E = \sigma/\varepsilon_0\varepsilon$ ekanligini e’tiborga olsak, u vaqtda

$$D=\varepsilon_0\varepsilon E=\sigma \qquad (6)$$

kelib chiqadi. Bu ifodani e’tiborga olsak, (19.5) quyidagicha bo‘ladi.

$$J_{silj}=d\sigma/dt=dD/dt \qquad (7)$$

Shunday qilib, vektor formada yozsak, $J_{silj}=dD/dt$ (7')

U vaqtda sirkulatsiya haqidagi umumiy teorema quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\oint_L H_l dl=\oint_S J_n^{o`tk} dS+\oint_S \left(dD/dt\right)_n dS \qquad (8)$$

Bu magnit maydon kuchlanganligi sirkulyatsiyasi haqidagi teoremaning umumiy ko‘rinishi bo‘lib, ixtiyoriy vaqt bo‘yicha o‘zgaruvchan tok va o‘zgaruvchan magnit maydon uchun o‘rinlidir u Maksvellning ikkinchi bosh tenglamasi deyiladi.

Maksvellning uchinchi tenglimasi. Maksvell tenglamalar sistemaga kiruvchi boshqa tenglamalarni qarab chiqamiz. Maksvellning uchinchi tenglamasi elektrostatikada Gauss teoremasini ifodalaydi.

$$\oint_S D_n ds=\sum_{i=1}^{n} q_n=\int_S \rho dV\,, \qquad (9)$$

Bu teorema avval isbot qilingan edi. Maksvell bu teoremani statsionar va o‘zgaruvchan elektr maydoni uchun ham o‘rinli ekanligini ko‘rsatib berdi.

Maksvellning to‘rtinchi tenglamasi magnitostatik maydoni uchun o‘rinli bo‘lgan Gauss teoremasini o‘zgaruvchan magnit maydoni uchun umumlashtirdi:

$$\int BdS=0 \qquad (10).$$

Bu tenglama moddada magnit zaryadining bo‘lmasligini isbot etadi.

Biz qarab o‘tgan Maksvellning to‘rtta tenglamasi moddada elektromagnit maydonini hisoblash uchun yetarli emas. Shuning uchun, ularga muhitning elektr va magnit xossasini xarakterlovchi uchta munosabat ham qo‘shish kerak:

$$J=\sigma(E+E^{b}), D=\varepsilon_0\varepsilon E, B=\mu_0\mu H \quad (11).$$

Shunday qilib, elektromagnit maydonini ifodalovchi to‘la tenglamalar sistemasi to‘rtta Maksvell tenglamasidan va uchta munosabatdan iboratdir.

58-§. Maksvell tenglamalarining differensial ko‘rinishi.

Maksvellning birinchi tenglamasi vektor ko‘rinishda quyidagicha yoziladi:

$$rot\vec{E}=\nabla*\vec{E}=-\frac{d\vec{B}}{dt}=-\mu\frac{d\vec{H}}{dt} \qquad (1).$$

Bu vektor tenglama maydon tashkil etuvchilari uchun uchta tenglamaga mos keladi:

$$-\mu\frac{dH_X}{dt}=\frac{dE_Z}{dy}-\frac{dE_y}{dz}$$

$$-\mu\frac{dH_y}{dt}=\frac{dE_X}{dz}-\frac{dE_Z}{dx} \qquad (2).$$

$$-\mu\frac{dH_Z}{dt}=\frac{dE_Y}{dx}-\frac{dE_X}{dy}$$

Bu tenglamalarning o‘lchamligini quyidagicha yozish mumkin:

$$-\frac{\mu H}{vaqt}=\frac{E}{uzunlik}.$$

Ikkala tomonni (uzunlik)^2 ga ko‘paytirsak:

$$-\frac{\mu H}{vaqt}*yoza=E*uzunlik$$

ya’ni

$$\frac{to`la\ magnit\ oqimi}{vaqt}=kuchlanish$$

Bu munosabatning o‘lchamliligi Faradey qonuni o‘lchamligi bilan mos keladi. Maksvellning ikkinchi tenglamasi vektor ko‘rinishda quyidagicha yoziladi:

$$rot\vec{H} = \nabla * \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} = \varepsilon \frac{d\vec{E}}{dt} \qquad (3).$$

Bu vektor tenglama ham maydon tashkil etuvchilari bo‘yicha uchta tenglamaga mos keladi:

$$\varepsilon \frac{dE_X}{dt} = \frac{dH_Z}{dy} - \frac{dH_y}{dz}$$

$$\varepsilon \frac{dE_Y}{dt} = \frac{dH_X}{dz} - \frac{dH_Z}{dx} \qquad (4).$$

$$\varepsilon \frac{dE_Z}{dt} = \frac{dH_Y}{dx} - \frac{dH_X}{dy}$$

O‘lchamligini yozsak:

$$\frac{tok}{yoza} = \frac{H}{uzunlik}.$$

Ikkala tomonini uzunlikka ko‘paytsak, o‘lchamligi bo‘yicha bu tenglama Amper qonuniga mos keladi:

$$\frac{I}{uzunlik} = H.$$

Maksvellning uchinchi tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$div\vec{D} = \nabla\vec{D} = \varepsilon\left(\frac{dE_X}{dx} + \frac{dE_Y}{dy} + \frac{dE_Z}{dz}\right) = \rho \quad (5)$$

bu yerda ρ- zaryad zichligi. Bu tenglamadan kelib chiqadiki, induksiyaning kichik elementi *dxdydz* da o‘zgarishi ρ kattalikka bog‘liq. Agar ρ=0 bo‘lsa, tenglama (5) quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\varepsilon_0\left(\frac{dE_X}{dx} + \frac{dE_Y}{dy} + \frac{dE_Z}{dz}\right) = 0 \qquad (6).$$

Demak, agar elektr siljishni $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ induksiya chiziqlari orqali grafik ko‘rinishda tasvirlasak, u elektr zaryadida boshlanadi va tugaydi, u vaqtda *dxdydz* hajm elementiga kiruvchi oqim chiziqlar soni shu element hajmidan chiquvchi oqim chiziqlar soniga teng bo‘ladi. To‘rtinchi tenglama quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$div\vec{B} = \nabla\vec{B} = \mu\left(\frac{dH_X}{dx} + \frac{dH_Y}{dy} + \frac{dH_Z}{dz}\right) = 0 \quad (7).$$

Bu tenglamaga asosan, $dxdydz$ hajmga kiruvchi magnit induksiya chiziqlari va undan chiquvchilar soni teng bo‘lishi kerak. Bu natija tabiatda magnit qutblari yo‘qligining fizik natijasidir, ya’ni alohida shimoliy yoki janubiy qutb yo‘q ekanligini tasdiqlaydi.

Elektromagnit maydonning xossalarini o‘rganishda Maksvell tenglamalarining differensial ko‘rinishi ko‘p qo‘llaniladi.

59-§. Elektromagnit to‘lqinlar.

Biz soddalik uchun yassi elektromagnit to‘lqinlarni qaraymiz. Yassi to‘lqin uchun X va Y bo‘yicha hosilalar 0 ga tengligi kelib chiqadi.

$$-\mu\frac{dH_z}{dt} = 0, \frac{dH_z}{dt} = 0.$$

H_z kattalik fazo va vaqtda doimiydir. Maksvellning yoqoridagi tenglamalaridan $H_z = 0$ $E_z = 0$ kelib chiqadi. H_z va E_z qiymatlarning doimiyligi H va E ning o‘zgarishi yoki tebranishi Z o‘qiga perpendikulyar yo‘nalishda ro‘y berishini bildiradi. Bundan elektromagnti to‘lqinlarning ko‘ndalang ekanligini xulosa qilish mumkin.

Faraz qilaylik, barcha elektr maydon o‘qlardan faqat biri bo‘ylab masalan. Y – o‘qi bo‘ylab barcha magnit maydon Z – o‘qi bo‘ylab yunalgan bo‘lsin. Maksvellning differensial ko‘rinishdagi tenglamasidan $E_y = E$, $E_z=0$, $H_z=H$, $H_y=0$ bo‘lib quyidagi sodda ko‘rinishga keladi:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x} \qquad \frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t} \qquad (1).$$

$$\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x} \qquad \frac{\partial E}{\partial x} = -\mu\mu_0\frac{\partial H}{\partial t}$$

Bu tenglamalardan, H ni yo‘qotish uchun birinchi tenglamani ikkala tomonini $\mu\mu_0$ ga ko‘paytiramiz t bo‘yicha differensiallaymiz:

$$\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}=-\mu\mu_0\frac{\partial^2 H}{\partial x\partial t}\ .$$

Ikkinchi tenglamani x bo‘yicha differensiallaymiz:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}=-\mu\mu_0\frac{\partial^2 H}{\partial x\partial t}\ .$$

Birinchi va ikkinchi tenglamalarning chap tomonlari teng bo‘lganligi uchun o‘ng tomonlarini ham tenglashtiramiz:

$$\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}=\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}\ \text{yoki}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}=\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}\qquad (2).$$

Bu tenglama to‘lqin tenglamadir. Bundan E va H maydonlar fazoda tarqalishi mumkin ekanligi, ya’ni elektromagnit to‘lqinlar mavjud degan xulosaga kelamiz va quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$E=\varphi(\mp x/\upsilon), H=\psi(\mp x/\upsilon)\ ,$$

bu yerda *v* – elektromagnit maydonnning tarqalish tezligi.

To‘lqin tenglamasigi muvofiq ($s=f(t\mp x/\upsilon)$ bu tenglamadan x va t bo‘yicha ikkinchi tartibli hosila $d^2s/dt^2=f'';d^2s/dx^2=1/\upsilon f''$ tenglamalarimiz quyidagicha bo‘ladi:

$$\upsilon^2=\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0};\quad \upsilon=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}};\ \upsilon=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}};\ (3)$$

Shunday qilib, ikkala maydon $\mathbf{E_x}$ va $\mathbf{H_y}$ bir xil tenglamaga bo‘ysunadi, va Z o‘qi bo‘yicha $\upsilon^2 = \frac{1}{\varepsilon\mu}$ tezlik bilan tarqaladi. Erkin fazoda bu tezlik yorug‘lik tezligiga teng, ya’ni $c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}$, bu yerda $\varepsilon_0 \cdot va \cdot \mu_0$ ma’lum kattaliklar.

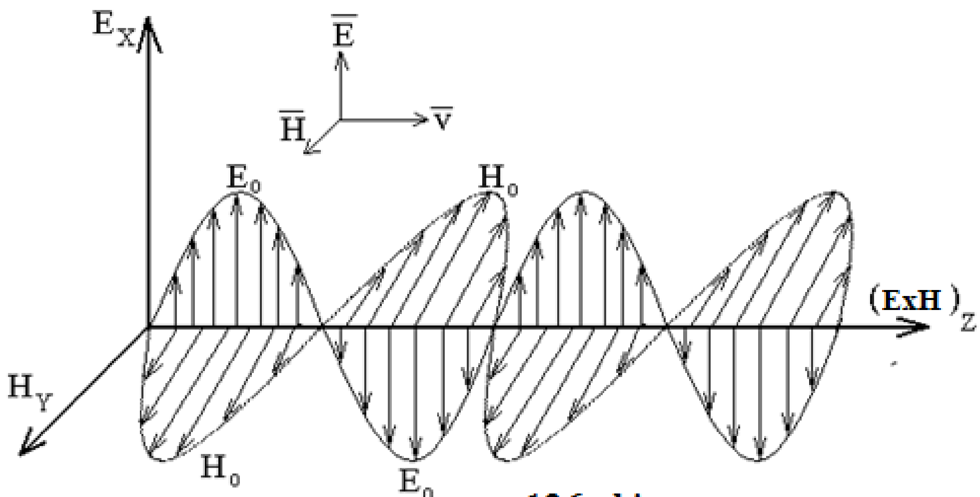
Bu tenglamalarning yechimi quyidagicha bo‘ladi:

$$E_x = E_0 \sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon\cdot t - z), H_y = H_0 \sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon\cdot t - z), \quad (4)$$

bu yerda E_0 va H_0 - E va H ning maydonlarining amplitudalari.

Biz elektromagnit to‘lqinni (2) grafik ravishda (126-chizma) tasvirladik.

To‘lqinning tarqalish yo‘nalishi hamma vaqt **E**x**H** vektorining yo‘nalishi bilan mos keladi. Bu holda **E**x**H** vektori E_xH_y kattalikka ega bo‘ladi va Z o‘qi bo‘yicha yo‘nalgan. Bu vektor ko‘paytma o‘lchamlikka ega bo‘ladi.



126-chizma

Ex**H** vektor ko‘paytmaga Poyting vektori deyiladi va u energiya oqimining zichligini ifodalaydi.

60-§ Elektromagnit to‘lqin energiyasi. Umov-Poynting vektori.

Elektrostatik va magnitostatik maydon energiya zichliklari $\frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}$ va $\frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$ ga teng edi. Elektromagnit maydonda elektr va magnit maydonlarining energiya zichliklari ham har bir nuqtada o‘zgaradi va u quyidagiga teng:

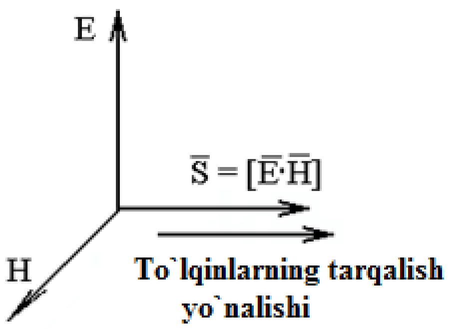
$$W = W_Э + W_M = \frac{\varepsilon_o \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_o \mu H^2}{2}.$$

E va **H** vektorlarining bir-biri bilan uzviy ravishda bog‘langanligini hisobga olsak, energiya zichligini unga ekvivalent formada quyidagicha yozilishi mumkin:

$$W = \frac{\varepsilon_o \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_o \mu H^2}{2} = \varepsilon_o \varepsilon E^2 = \mu_o \mu H^2 = \sqrt{\varepsilon_o \mu_o \varepsilon \mu} EH \qquad (5).$$

To‘lqin tarqalishida elektr va magnit maydonlari ham fazoda tarqaladi, shu bilan birga energiya ham tarqaladi. Energiyaning tarqalishini xarakterlash uchun energiya oqim zichligi vektori degan kattalik kiritiladi, yoki unga Umov-Poynting vektori deb aytiladi. Bu vektor **S** bilan belgilanadi va u quyidagicha aniqlanadi:

S=[**EH**] (6).



127-chizma

Quyidagi 127-chizmada **S, E, H** vektorlarning o‘zaro perpendikulyarligi ko‘rsatilgan. Chizmadan ko‘rinadiki, **S** vektor elektromagnit to‘lqin tarqalish yo‘nalishi buyicha yo‘nalgan. **E** va **H** vektorlar vaqt buyicha o‘zgarganligi uchun energiya oqim zichligi ham vaqt buyicha o‘zgaradi. Monoxromatik to‘lqin uchun:

$$E_x = E_0 \sin(\omega \cdot t - kx)$$
$$H_y = H_0 \sin(\omega \cdot t - kx),$$

va (5)ni hisobga olsak, (6) quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$S = EH = E_0 H_0 \sin^2(\omega \cdot t - kx) \qquad (7).$$

Umov-Poyting vektori qo‘llanishiga doir misollarni qarab chiqamiz.

a) Ma’lumki yuqori chastotali to‘lqinlarda (radio- va yoruglik) amaliy jihatdan energiya oqim zichligini vaqt buyicha o‘rtachasini bilish kerak bo‘ladi yoki intensivlik I ~ S energiya zichgiligiga proporsional bo‘ladi. Buni quyidagicha ko‘rsatish mumkin: sinus kvadratining o‘rtachasi 1/2 teng, (5) formulani hisobga olsak:

$$I = S = E_0 H_0 / 2 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon}{\mu_0\mu}} E_0^2 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon_0\varepsilon}} H_0^2 \qquad (8).$$

Shunday qilib, intensivlik amplitudaning kvadratiga proporsional bo‘ladi (bu har qanday fizik tabiatdagi to‘lqinlar uchun o‘rinlidir).

b) Elektromagnit energiya oqimi zichligi yoki Poynting vektorini 124-chizmada ko‘rsatilgan hol uchun qarab chiqamiz.

Sxemada kondensator U kuchlanishgacha zaryadlandi. Kondensator oralig‘i dielektrik bilan to‘ldirilgan. Zaryadlash vaqtida kondensator orqali tok o‘tadi. Tahlil shuni ko‘rsatdiki Poynting vektori dielektrik egallagan hajmning ichiga qarab yo‘nalgan bo‘ladi. Yassi kondensator sig‘imi $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$, u vaqtda zaryadlangan kondensator energiyasi $\frac{1}{2}CU^2$ va elektrostatik energiya ko‘rinishida zahiraga ega bo‘ladi, lekin $U = Ed$ bo‘lgani uchun:

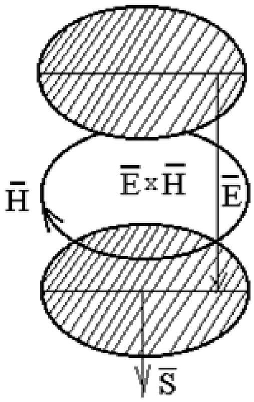
$$\frac{1}{2}CU^2 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S(Ed)^2}{2d} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} Sd \qquad (9).$$

Shunday qilib, kondensatordagi energiya zichligi ($\frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}$) bo‘lgan energiya zahirasi ekan, bu esa zaryadlanish vaqtida hosil bo‘lgan energiya oqimi bilan bog‘langandir. Kondensatorni zaryadlash jarayonida Poyting vektori kondensator hajmi ichiga qarab yo‘nalgan. Zaryadlash oxirida uning energiyasi to‘la ravishda elektrostatik bo‘ladi.

c) Joul - Lens qonuni bo‘yicha o‘tkazgichdan ajralib chiqqan issiqlik miqdori elektromagnit energiyasining davomi ekanligini Poyting vektori orqali ko‘rsatish mumkin. Ma’lumki, o‘tkazgichdan tok o‘tganda ajralib chiqqan issiqlik miqdori differensial ko‘rinishda quyidagiga teng edi:

$$W=\sigma\cdot E^2 \quad (10).$$

Bu formuladan ko‘rinadiki, haqiqatdan ham ajralib chiqqan energiya miqdori kuchlanganlikning kvadratiga proporsional ekan. Ma’lumki, tokli o‘tkazgich yoki solenoidda to‘plangan magnit energiya ham elektromagnit energiya oqimiga teng bo‘lishini ko‘rsatish mumkin:



128-chizma

$$\frac{LI^2}{2}=\frac{\mu H^2}{2} \quad (11).$$

Elektromagnit to‘lqinlarining nurlanishi. Biz elementar dipolning nurlanishini qaraymiz. Dipol elektr momentini $p=ql$ vaqt buyicha o‘zgarishi garmonik tebranish qonuni buyicha o‘zgaradi:

$$p=p_0\sin\omega t \quad (12).$$

bu yerda $l=l_0\sin\omega t$ ham garmonik qonuni buyicha o‘zgaradi. Demak:

$$p=ql_0\sin\omega t \qquad (13).$$

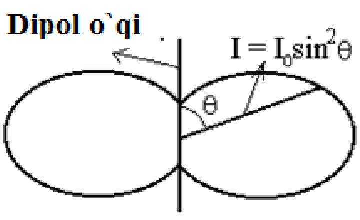
Zaryad tezlanish bilan harakat qilgani uchun bunday dipol elektromagnit to‘lqin chiqarishi kerak. Agar nurlanish to‘lqin uzunligi dipolning o‘lchamidan katta bo‘lsa, ($\lambda>>1$), u vaqtda dipolni elementar deb qarash mumkin. Elementar dipolning nurlanishi bilan biz turli xil masalalarda duch kelamiz: optikada, atomlar tomonidan yorug‘likning chiqarish protsessi; radiofizikada - radioto‘lqinlarning eng sodda antenna tomonidan nurlantirilishi. Nurlanish nazariyasi umumiy fizika kursidan tashqariga chiqadi. Shuning uchun biz elementar dipolning nurlanish manzarasini qarab chiqamiz. Dipol yaqinida to‘lqin xarakterga ega bo‘lmagan o‘zgaruvchan elektromagnit to‘lqin hosil qiladi. Lekin uzoqroq sohada to‘lqin zonasi deb atalgan soha vujudga keladi (130 chizma). Bu sohaning dipoldan kuzatilayotgan nuqtagacha masofasi r to‘lqin uzunligidan juda katta bo‘lishi kerak ($r>>\lambda>>1$). Ana shunday monoxromatik ω chastota bilan tarqalayotgan to‘lqinning asosiy xossalarini qarab chiqamiz.

1. **E** va **H** vektorlarining qandaydir radial yo‘nalishi bo‘yicha tarqalishi yassi to‘lqinlardek bo‘ladi (koordinata x - r ga almashtiriladi):

$$E = E_0 \sin(\omega t - kx); H = H_0 \sin(\omega t - kx) \quad (14).$$

Intensivlikning burchak buyicha taqsimlanishi 129-chizmada ko‘rsatilgan. Intensivlikning taqsimlanish qonuni juda sodda:

$$I = I_0 \sin^2 \theta \ (15),$$



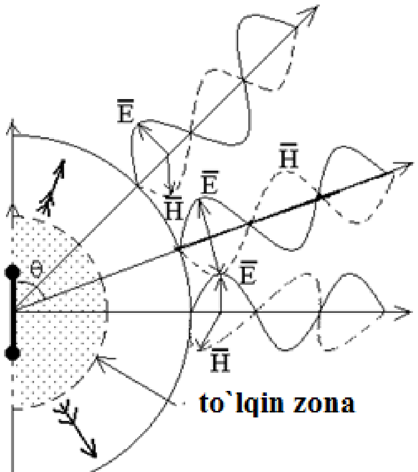
129-chizma

bu yerda θ - burchak.

2. **E** va **H** vektorlarning yo‘nalishini, agar ular doimiy dipol maydonida va tok elementi yotgan tekislikda bo‘lsa yengil yodda saqlash mumkin.

3. Yassi to‘lqindan farqli bo‘lib (E_0 va H_0 doimiy edi) bu xolda ular fazaning nuqtasiga bog‘liq: dipoldan hisoblangan masofaga teskari proporsional (~ 1/r) va dipol o‘qi bilan tarqalish yo‘nalishi orasidagi burchakni sinusiga to‘g‘ri proporsional bo‘ladi.

Bulardan tashqari, **E** va **H** vektorlar dipol momentining vaqt buyicha ikkinchi hosilaga proporsional bo‘ladi ($p = p_0 \omega^2 \sin \omega \cdot t$). Demak, E_0 va H_0 amplitudasi r_0 va ω^2 ga proporsional. Shunday qilib:



130-chizma

$$E \sim p_0^2 \omega^2 \sin^2 \theta / r; H_0 \sim p_0 \omega^2 \sin \theta / r \ (16).$$

4. To‘lqin intensivligi uchun (15) va (16) asosan:

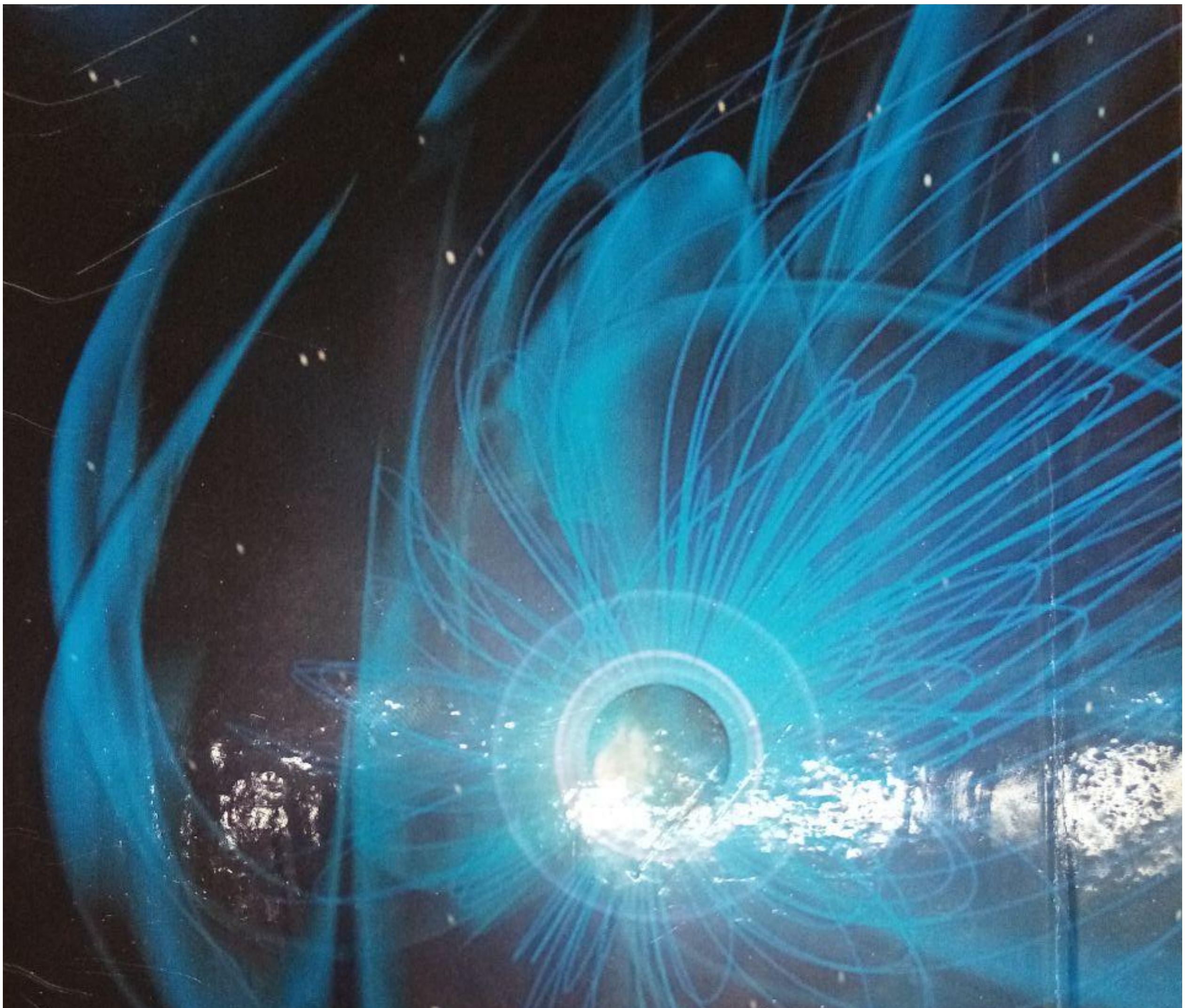
$$I \sim p_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta / r^2 \ (17).$$

Bu formuladan kelib chiqadiki , intensivlik , birinchidan dipoldan hisoblangan masofaning kvadratiga teskari proporsional kamayadi; ikkinchidan, intensivlik turli xil yo‘nalishda bir xil emas: u dipol o‘qiga perpendikulyar yo‘nalishda maksimal ($\theta=\pi/2$ $\sin\theta=1$) va dipol o‘qi yo‘nalishida nolga teng bo‘ladi ($\theta=0$ va $\theta=\pi$, $\sin\theta=0$.). Uchinchidan, intensivlik chastotaga juda kuchli bog‘langan bo‘ladi (ω^4). Radio eshittirishda shu sababdan yuqori chastota ishlatiladi ($\omega \sim 10^5 \div 10^7$).

MUNDARIJA

Terishga berildi 12.09.22. Bosishga ruhsat berildi 31.10.22. Bichimi 84x108 1/32. Times New Roman garniturasida offset usulida chop etildi. Nashr bosma tabog`I 32,0. Shartli bosma tabog`I 32,0.

Alisher Navoiy nomidagi
O'zbekiston Milliy kutubxonasi
"FAN VA TA`LIM" nashriyotida chop etildi.



ISBN 978-9943-8613-0-5