

SAIDAXMEDOVA Z.V., XUDAYBERDIYEVA A.I.

FIZIKA



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

SAIDAXMEDOVA Z.V., XUDAYBERDIYEVA A.I.

FIZIKA

**(elektr va magnetizm)
o'quv qo'llanma**

Toshkent - 2019

UO'K 537(075.8)

KBK 22.33ya73

S 21

Saidaxmedova Zamira Vaxabovna.

Fizika (elektr va magnetizm) [Matn] : o'quv qo'llanma / Zamira Vaxabovna Saidaxmedova, Arofat Isroilovna Xudayberdiyeva. - Toshkent : Tafakkur tomchilari, 2020. - 252 b.

Tuzuvchilar: **Z. Saidaxmedova**, TKTI "Fizika va elektrotexnika" kafedrası dotsenti, pedagogika fanlari nomzodi

A.XUDAYBERDIYEVA, TKTI "Fizika va elektrotexnika" kafedrası mudiri, pedagogika fanlari nomzodi

Taqrizchilar: **R.A. Muminov**, O'zbekiston Fanlar Akademiyasi akademigi, fizika - matematika fanlari doktori

Z.A. Mo'minova, TKTI "Fizika va elektrotexnika" kafedrası dotsenti, texnika fanlari nomzodi.

ISBN 978-9943-6620-3-2

© Tafakkur tomchilari, 2020.

© Saidaxmedova, Zamira Vaxabovna

Аннотация

Данное учебное пособие посвящается разделу (электричество и магнетизм) курса физики и состоит из 15 – ти глав. Каждая глава состоит из физических законов, физических экспериментов и правил которые применяются в учёбе студентами высшего технического учебного заведения и также при служение после окончания учёбы на работе по своей специальности. В 1– 4 главах изучаются электрическое поле, свойства и явления происходящих в этих полях. В 5 – 6 главах изучаются постоянный ток, его характеристики и явления происходящих при прохождении постоянного тока в проводниках. В 8-11 главах изучаются магнитное поле, свойства и явления происходящих в этих полях. В 12 – 15 главах изучаются электромагнитные колебания и волны, переменный ток, теории Максвелла.

Annotation

This text – book to dedicate distribution (electricity and magnetism) of physics a general course. It consist are 15 chapters. Every chapters consist from physical laws, physical experiments and rules students of higher technical educational institution, will be useful after finishing study and in further work according to speciality. In chapters of text – book learning following: in 1 – 4 chapters electric field, in 5 – 7 chapters steady electric current, in 8 – 11 chapters magnetic field them attributes and processes, appearances extraction in these fields. In 12 – 15 chapters learning electromagnetic oscillations and, waves, variable electric current, Maxwells equations.

Annotatsiya

Ushbu o'quv qo'llanma Fizika kursining (elektr va magnetizm) bo'limiga bag'ishlangan bo'lib, 15 ta bobdan iborat. Har bir bob o'z ichiga oliy o'quv yurti talabalariga zarur bo'lgan fizika qonunlarini, shuningdek talabalar oliy texnika o'quv yurtini bitirib mutaxassis bo'lib ishlashlarida qo'l keladigan fizikaviy tajribalarni, qoidalarni o'z ichiga olgan. 1-4 boblarda elektr maydoni, 5-7 boblarda o'zgarmas elektr toki, 8-11 boblarda magnit maydoni, uning xossalari, unda bo'ladigan hodisalar tushuntiriladi. 12-15 boblarda esa elektromagnit tebranishlar va to'lqinlar, o'zgaruvchan tok, Maksvell nazariyalari tushuntirilgan.

SO'Z BOSHI

Ushbu o'quv qo'llanma O'zbekiston Oliy va o'rta maxsus ta'lim Vazirligi, oliy texnika o'quv yurtlari uchun ruxsat etilgan va hozir amalda bo'lgan fizika dasturiga muvofiq tuzilgan. Bu o'quv qo'llanma umumiy fizika kursining "Elektr va magnetizm" bo'limiga bag'ishlangan bo'lib, unda bayon etilgan barcha o'quv materiali mualliflarning Toshkent irrigatsiya va melioratsiya instituti auditoriyalarida ko'p yillik ish tajribasida sinovdan o'tgan.

Qo'llanmada umumiy fizika kursining "Elektr va magnetizm" bo'limi bo'yicha oliy texnika o'quv yurtlarining: Texnologik jarayonlar va ishlab chiqarishni avtomatlashtirish va boshqaruv, irrigatsiya va suv xo'jaligi, elektr energetikasi, oziq-ovqat sanoati mashina va jihozlari, neft va neft gazni qayta ishlash texnologiyasi, menejment (tarmoqlar va sohalar bo'yicha), ekologiya va atrof muhit muhofazasi va boshqa ixtisosligi bo'yicha o'quvchi talabalari bilishlari lozim bo'lgan asosiy material ma'ruzalar shaklida bayon etilgan. Mualliflarning ko'p yillik ilmiy izlanishlari maxsuli sifatida har bir bob materiallarining bayoni soddalikdan murakkablikka o'tish qat'iyatligiga asoslangan.

Kitob qo'lyozmasini o'qib chiqib, o'zining qimmatli maslahatlarini bergan Islom Karimov nomidagi Toshkent Davlat Texnika Universiteti o'quv ishlari bo'yicha prorektori texnika fanlari doktori Zaripov Oripjon Olimovichga mualliflar alohida minnatdorchilik izhor etishni o'z burchlari deb lozim topadi.

Shuningdek qo'lyozmani nashrga tayyorlashda uning sifatini yaxshilashga ko'mak berganlari uchun mualliflar TKTI rektori kimyo fanlari doktori, professor Sh. A. Mutalovga va TKTI o'quv ishlari bo'yicha prorektori texnika fanlari nomzodi, dotsent T.T. Safarovga o'z minnatdorchiligini bildiradilar.

Kitob qo'lyozmasini yozilishida juda ham katta o'z hissasini qo'shgan Toshkent irrigatsiya va qishloq xo'jaligini mehanizatsiyalash muhandislari instituti "Fizika va kimyo" kafedراسи laboratoriya mudiri Xolmatov Oybek Abduraupovichga mualliflar alohida minnatdorchilik izhor etishini o'z burchlari deb lozim topadi.

Ushbu kitob haqida o'z fikr va mulohazalaringizni TKTI "Fizika va elektrotexnika" kafedrasiga yuborishingizni so'raymiz.

Kirish

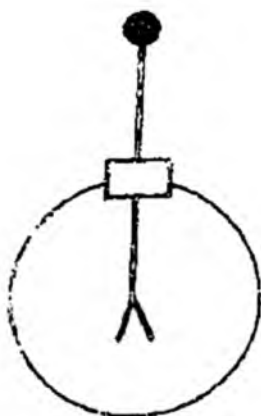
Elektromagnit hodisalarni o'rganamiz. Eramizdan avvalgi VII asrda grek faylasufi Fales Miletskiy to'quvchi ayollar qahraboni jun matoga ishqalaganda ba'zi bir yengil jismlarni torta olish xususiyatiga ega bo'lib qolishini payqaganliklarini yozgan edi. Undan bir necha ming yillar keyin ingliz olimi Jilbert, shisha tayoqchani teriga ishqalaganda uning xuddi shunday xususiyatga ega bo'lib qolishini aniqladi. Ishqalaganda ana shunday xususiyatga ega bo'lib qoladigan jismlar zaryadlangan jismlar deb ataladi. Elektrlangan so'zi grekcha elektron (ya'ni qahrabo) so'zidan olingan. Yana jismlar ishqalanganda ikki tur zaryadga ega bo'lib qolishi ma'lum bo'lgan.

Shisha tayoqchani ipak matoga ishqalaganda shisha tayoqchada hosil bo'ladigan zaryadni musbat zaryad, qahrabo tayoqchani junga ishqalanganda qahrabo tayoqchada hosil bo'ladigan zaryadni manfiy zaryad deb atash, shartli ravishda qabul qilingan.

Jismlar musbat va manfiy zaryadlardan iborat bo'lib, undagi zaryadlar miqdor jihatidan teng bo'ladi. Musbat zaryadlangan jismlarda musbat zaryad ko'proq, manfiy zaryadlangan jismlarda esa manfiy zaryad biroz ko'proq bo'lar ekan. Ikki neytral jism bir – biriga ishqalanganda, ular teng miqdorda, biri musbat, ikkinchisi esa manfiy zaryadlanadi. Bundan shunday xulosaga kelish mumkin: zaryadlar paydo bo'lmaydi ham, yo'qolmaydi ham, balki bir jismdan ikkinchi jismga yoki jism ichida bir qismdan ikkinchi qismga ko'chadi. Bu xulosa zaryadlarning saqlanish qonuni deb ataladi.

Zaryadlangan jismlardagi zaryad miqdori elektroskoplarda aniqlanadi (1-rasm). Elektroskoplar metall korpusdan iborat bo'lib, ikki tomoni shisha bilan chegaralangan. Metall sterjen ebonit probka orqali korpusdan ichkariga kiritilgan. Sterjenning uchiga metall yaproqchalar biriktirilgan. Sterjenning tashqaridagi uchiga zaryadlangan jism tekkizilsa, yaproqchalar ochiladi.

Yaproqchalarning ochilish kattaligiga qarab zaryadlangan jism zaryadining qanchalik ko'p yoki kamligini bilish mumkin.



1-rasm

Jismlar ikki turga bo'linadi: o'tkazgichlar va dielektriklar. Elektr zaryadi butun xajmi bo'yicha ko'chib yuradigan jism o'tkazgich deb ataladi. Dielektrik bunday emas, zaryad dielektrikning qaeriga kiritilsa, o'sha yerida qoladi. Hamma metallar, kislota, tuz ishqor aralashmalari, eritilgan tuz, qizdirilgan gaz va hokazolar o'tkazgichlardir. Qahrabo, shisha, kauchuk, yog', mum, slyuda, ebonit, gazlar (normal temperaturadagi) – dielektriklardir. Umuman aytganda, bu jismlarning ikki turga bo'linishi shartli hisoblanadi. Jismlarning elektr o'tkazishi atrof muhitga bog'liq. Masalan, yuqori temperaturada gazlar o'tkazgichga aylanadi.

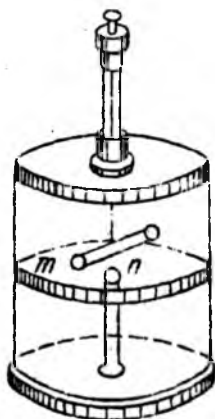
I BOB
VAKUUMDAGI ELEKTR MAYDON
1 §. KULON QONUNI.

Zaryadlarning o'zaro ta'sir qonuni elektrostatikaning asosiy qonunidir. Bu qonunni Kulon 1785 yilda tajribada aniqladi. Eng avval biz nuqtaviy zaryadlar bilan ish ko'raylik, chunki zaryadlar orasidagi ta'sir kuchi ularning o'lchamlariga ham bog'liq. Nuqtaviy zaryadlar deb, shunday zaryadlangan jismlarga aytiladiki, ularning o'lchamlari ular orasidagi masofaga nisbatan ancha kichik bo'ladi. Har qanday zaryad o'z atrofida maydon hosil qiladi. Tinch turgan zaryadlarni o'rab olgan fazoda hosil bo'ladigan maydon elektrostatik maydon deb ataladi. Zaryadlarning har biri fazoda o'z atrofida maydon hosil qiladi va bu maydon ikkinchi zaryadga ma'lum kuch bilan ta'sir qiladi.

Elektrostatik maydon materiyaning maxsus turidir, u orqali bir elektrlangan jismining ta'siri boshqalariga uzatiladi.

Nuqtaviy zaryadlarning ta'sir qonunini Kulon burama tarozi yordamida o'tkazilgan tajriba orqali aniqlanadi (2-rasm). Bu tarozining tuzilishi quyidagicha. Katta shisha idish ichida ingichka simga shisha shayin osib qo'yilgan. Shisha shayinning bir ichida m metall sharcha oyoqchaga qo'zg'almas qilib maxkamlangan. Ikkala sharchani tashqaridan zaryadlash mumkin. Ular orasidagi masofa shayin osilgan simning ikkinchi uchi birlashtirilgan tarozi kallagini burash yo'li bilan o'zgartiriladi. Sharchalar zaryadlanganda zaryadlari bir xil ishorali bo'lsa, itariladi, har xil ishorali bo'lsa, tortiladi va natijada m sharchali shayin biror burchakka buriladi. Tarozi kallagini burash bilan m sharchani dastlabki vaziyatga keltirish mumkin. Bunda simning buralish momenti m sharchaga ta'sir qiluvchi elektr kuch momentiga teng bo'ladi. Agar ip darajalangan bo'lsa, kallakning buralish

burchagiga ko'ra kuch momentini aniqlash, shayin uzunligini bilgan holda esa sharchalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchini topish mumkin bo'ladi.



2-rasm

Tajribadan ko'rinadiki, zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi ularni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan. Zaryadlar bir xil ishorali bo'lsa, bu kuch itarish kuchi, har xil ishorali bo'lsa, bu kuch tortilish kuchi bo'ladi.

m va n sharchalarning zaryadlarini o'zgartirmagan holda ular orasidagi masofa o'zgartirilsa, o'zaro ta'sir kuchining zaryadlar orasidagi masofa kvadratiga teskari proporsionalligi ko'rilgan. Zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi zaryadlarning kattaligiga qanday bog'liq ekanligini qarab chiqaylik.

Agar zaryadlangan sharchani xuddi shunday kattalikdagi zaryadlanmagan sharchaga tekkizilsa, u holda birinchi sharchaning zaryadi ikkalasining o'rtasida teng taqsimlanadi, ya'ni zarchdlangan sharchaning zaryadi ikki baravar kamayadi. Xuddi shuningdek, 4,8 va hokazo marta kamaytirish mumkin. Shunday qilib, zaryad qiymatini bilmagan holda uni ma'lum marta kamaytirish mumkin. Mana shu yo'l bilan m sharcha zaryadi q_1 ni o'zgartirmagan holda n sharcha zaryadi q_2 ni o'zgartirib, bu sharchalar orasidagi F o'zaro ta'sir kuchi n sharchaning zaryadi q_2 ga proporsional

ravishda o'zgarishini ko'ramiz. Xuddi shuningdek, q_2 ni va r ni o'zgarishsiz qoldirib, q_1 ni o'zgartirib, F o'zaro ta'sir kuchi q_1 ga to'g'ri proporsional ravishda o'zgarishini ko'ramiz. Bundan ko'rinib turibdiki, F o'zaro ta'sir kuchining kattaligi $q_1 q_2$ ko'paytmaga proporsional ekan. Shunday qilib, Kulon qonuni to'la ravishda shunday ta'riflanadi: ikkita q_1 va q_2 nuqtaviy zaryad orasidagi F o'zaro ta'sir kuchi q_1 va q_2 zaryad kattaliklarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional hamda ular orasidagi r masofa kvadratiga teskari proporsionaldir:

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

Vektor ko'rinishida yozsak:

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{r}$$

hunda k – proporsionallik koeffitsiyenti.

Agar musbat zaryadlarni (+) ishora bilan, manfiy zaryadlarni (-) ishora bilan belgilasak, u holda (1-1) formuladan turli ishorali zaryadlar orasida tortishish kuchlari, bir xil ishorali zaryadlar orasida esa itarish kuchlari ta'sir qiladi, degan xulosa kelib chiqadi.

2.5. ELEKTR KATTALIKLARNING O'LCHOV BIRLIKLARI SISTEMASI.

Elektr kattaliklarni o'lchash uchun ikkita o'lchov birliklari sistemasi qabul qilingan. 1. Xalqaro birliklar sistemasi (SI). 2. Absolyut elektrostatik birliklar sistemasi (SGSE).

1) SI sistemada: {

- m - massa, o'lchov birligi kilogramm - kg
- s - uzunlik, o'lchov birligi metr - m
- t- vaqt, o'lchov birligi sekund - s

Bu sistemada zaryad birligi qilib I kulon qabul qilingan. I kulon deb, kesim yuzida tok kuchi o'zgarmas bo'lib, I A ga teng bo'lganda o'tkazgichdan I sekundda oqib o'tadigan zaryad miqdoriga aytiladi:

$$1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ s.}$$

SI sistemada

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (1-2)$$

ga teng deb olinadi. ϵ_0 elektr doimiysi deb ataladi. (1-2) ga asosan SI sistemada Kulon qonuni quyidagi ko'rinishga keladi:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1-3)$$

Kulon qonunining bu ko'rinishi va undan chiqadigan barcha elektrostatik qonunlar rasionallashgan qonunlar deb ataladi.

2) SGSE sistemada: sm – uzunlik o'lchovi; g – massa; s – vaqt.

Bu sistemada $k = 1$ deb olinadi. U holda:

$$F = \frac{q_1 q_2}{\epsilon \cdot r^2} \quad (1-4)$$

Agar o'zaro ta'sir qiluvchi zaryad bir – biriga teng ($q_1 = q_2$) bo'lib, vakuumda joylashsa ($\epsilon=1$), u holda:

$$F = \frac{q^2}{r^2} \quad (1-5)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, SGSE sistemada zaryad birligi uchun shunday nuqtaviy zaryad olinganki, bu zaryadning o'zidan 1 sm masofada turgan o'ziga teng zaryad bilan o'zaro ta'sir kuchi bir dinaga teng bo'ladi.

$$1SGSE_q = \frac{1}{3 \cdot 10^9} \text{ Kl}$$

Elektr doimiysi ϵ_0 ning SI sistemadagi qiymatini aniqlash uchun vakuumda bir – biridan 1 m masofada joylashgan ikkita o'zaro teng $q_1=q_2=1\text{Kl}$,

ya'ni har biri 1 kulondan bo'lgan zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchini ko'raylik (1-5) ga asosan:

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{100^2} = 9 \cdot 10^{14} \text{ dina} = 9 \cdot 10^9 \text{ H}$$

Natijada (1-3) ga ko'ra

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{H} \cdot \text{M}^2}{\text{KI}^2} \quad \text{va} \quad \epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{KI}^2}{\text{H} \cdot \text{M}^2}$$

bo'ladi.

3 §. ELEKTR MAYDON. MAYDON KUCHLANGANLIGI

Elektrostatik maydonni ko'raylik. Elektrostatik maydon deganda, qo'zg'almas zaryad o'z atrofida hosil qiladigan maydon tushuniladi. Har qanday zaryad o'z atrofida elektr maydon hosil qiladi. Bu maydonga birorta boshqa zaryad kiritilsa, unga maydon hosil qilayotgan zaryad, Kulon qonuniga asosan, ma'lum kuch bilan ta'sir etadi. Kiritilgan zaryadni sinash zaryadi deb ataladi. Sinash zaryadi shunday tanlab olinadiki, u maydonni hosil qilgan zaryadning kattaligini ham, o'rnini ham o'zgartirmaydi, ya'ni juda kichik qilib olinadi. Muna shu maydonning ma'lum nuqtasiga joylashtirilgan nuqtaviy sinash zaryadiga, Kulon qonuniga ko'ra, shu zaryad kattaligiga proporsional kuch ta'sir etadi. Demak, bu kuch maydonning xarakteristikasi bo'la olmaydi. Elektrostatik maydonni xarakterlash uchun maydon kuchlanganligi degan kattalik kiritiladi. Maydonning muayyan nuqtasidagi kuchlanganligi deb, shu nuqtaga joylashtirilgan birlik musbat zaryadga shu maydon tomonidan ta'sir etayotgan kuch tushuniladi. Maydon kuchlanganligining yo'nalishi shu ta'sir etayotgan kuch yo'nalishida bo'ladi. Agar q_0 sinash zaryadiga maydon tomonidan F_0 kuch ta'sir etayotgan bo'lsa, u holda maydon kuchlanganligi

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_0}{q_0} \quad (1-6)$$

bo'ladi, agar

$$\vec{F}_0 = \frac{q_0 \cdot q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{r}$$

bo'lsa, u holda:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r_0} \vec{r} \quad (1-7)$$

Shunday qilib, nuqtaviy zaryadning vakuumdagi maydon kuchlanganligi (1-7) formula yordamida aniqlanishi mumkin.

Endi maydon kuchlanganligining o'lchov birligini ko'raylik. (1-6) ga ko'ra, SGSE sistemada:

$$1SGSE_E = \frac{1 \text{ dina}}{1SGSE_q}$$

SI sistemada:

$$1SI_E = \frac{1H}{1KI}$$

$$1KI = 3 \cdot 10^9 SGSE_q \text{ va } 1H = 10^5 \text{ dina}$$

bo'lgani uchun

$$1SI_E = \frac{1}{3 \cdot 10^4} SGSE_E$$

Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligining son qiymati:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1-8)$$

formula bilan hisoblanadi.

4 § KUCHLANGANLIK CHIZIQLARI.

ELEKTR MAYDONNI GRAFIK RAVISHDA TASVIRLASH.

Kuchlanganlik chiziqlari deganda shunday chiziqlar tushuniladiki uning har bir nuqtasiga kuchlanganlik vektori urinma ravishda yo'nalgan bo'ladi. Kuchlanganlik chizig'ining yo'nalishi uning har bir nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Demak, kuchlanganlik chizig'i o'zi o'tgan har bir nuqtada kuchlanganlik vektorining

yo'nalishini va shu nuqtaga joylashtirilgan q musbat zaryadga ta'sir etuvchi F kuchning yo'nalishini ko'rsatadi. Kuchlanganlik chiziqlariga misollar ko'ramiz.

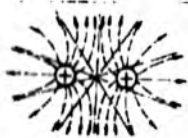
1. Nuqtaviy zaryadning kuchlanganlik chiziqlari.

Nuqtaviy zaryadning kuchlanganlik chiziqlari zaryad musbat bo'lsa, zaryaddan chiquvchi, zaryad manfiy bo'lsa, zaryadga kiruvchi to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi. shunday qilib, musbat zaryadni kuchlanganlik chiziqlarining boshlanish joyi, manfiy zaryadni kuchlanganlik chiziqlarining tugash joyi, deb qarash mumkin. (3 – a rasm).

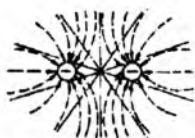


3-a rasm

2. Ikkita nuqtaviy zaryadning kuchlanganlik chiziqlari. Teng va bir xil ishorali ikkita nuqtaviy zaryadning kuchlanganlik chiziqlari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

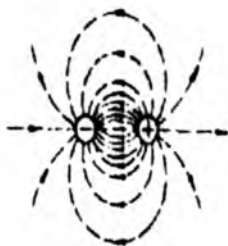


3-b rasm.



3- v rasm

Son jihatidan bir – biriga teng, turli ishorali ikkita nuqtaviy zaryadning kuchlanganlik chiziqlari esa 3-g rasmdagidek bo'ladi:



3-g rasm

3. Bir jinsli maydonning kuchlanganlik chiziqlari.

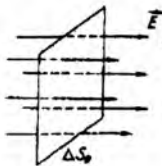
Barcha nuqtalaridagi kuchlanganliklari geometrik teng, ya'ni kattalik va yo'nalish jihatidan birday bo'lgan maydon bir jinsli maydon deyiladi. Demak, bir jinsli maydonning kuchlanganlik chiziqlari kuchlanganlik vektoriga parallel bo'lgan to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi.

5 §. KUCHLANGANLIK OQIMI. OSTROGRADSKIY – GAUSS TEOREMASI

Biz ko'rdikki, kuchlanganlik chiziqlari kuchlanganlik vektori yo'nalishini xarakterlab, kuchlanganlikning kattaligini xarakterlamaydi. Maydonni miqdor jihatidan xarakterlash uchun biz shartli ravishda kuchlanganlik katta bo'lgan joydan kuchlanganlik chiziqlarini zich o'tkazib, kichik bo'lgan joydan esa siyrak o'tkazishimiz mumkin. U holda yuz birligidan o'tuvchi kuchlanganlik chiziqlari soni orqali kuchlanganlik kattaligini xarakterlashimiz mumkin.

Endi biz biror maydonni ko'radigan bo'lsak, o'sha maydonni kichik sohachalarga bo'lamiz. Bu sohachalarning o'lchamlarini shunday tanlab olamizki, bunda har bir sohachada maydonni deyarli bir jinsli deb qarashimiz mumkin bo'lsin.

Shunday kichik sohada kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan ΔS_0 yuzacha ajratamiz.



4-rasm

Bu yuzachada o'tkaziladigan ΔN kuchlanganlik chiziqlari soni yuzacha sohasidagi kuchlanganlik qiymatiga teng bo'lsin (4-rasm), ya'ni quyidagicha

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = E \quad (1-9)$$

munosabat bajarilsin. Chiziqlar shu shartga asosan o'tkazilganda kuchlanganlik kattaligi haqiqatda kuchlanganlik chizig'i zichligiga bog'liq bo'lib qoladi. Maydonning kuch chiziqlari kuchlanganlik kichik bo'lgan joylardan siyrakroq, katta bo'lgan joylardan zichroq o'tadi.

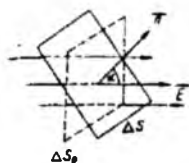
Biror sirtni kesib o'tgan kuchlanganlik chiziqlarining umumiy soni kuchlanganlik oqimi deb ataladi. ΔS_0 elementar yuzachani kesib o'tgan chiziqlar esa elementar oqimni beradi. Endi biz ΔS yuzachani kesib o'tgan kuchlanganlik chiziqlari ΔN ni hisoblab topaylik. ΔS yuzacha kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar bo'lmay, balki ixtiyoriy yo'nalgandir (5-rasm). Bu yuzachaga o'tkazilgan $\vec{n}$ normal kuchlanganlik chiziqlari yo'nalishi bilan α burchak hosil qilsin. Bu ΔS yuzachaning kuchlanganlik chiziqlari yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan yuzaga proyeksiyasi ΔS_0 bo'lsin. Ma'lumki faqat ΔS_0 yuzachani kesib o'tgan kuchlanganlik chiziqlarigina ΔS yuzachadan o'tadi. Shuning uchun (1-9) dan:

$$\Delta N = \Delta S_0 E = \Delta S \cdot \cos \alpha \cdot E$$

lekin $E \cos \alpha$ kuchlanganlik vektorining $\vec{n}$ normal yo'nalishidagi proyeksiyasidan iboratdir, ya'ni $E \cos \alpha = E_n$

u holda

$$\Delta N = E_n \cdot \Delta S \quad (1-10)$$

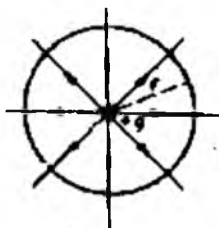


5-rasm

Bu munosabat ixtiyoriy joylashgan ΔS sirt elementini kesib o'tuvchi elementar kuchlanganlik oqimini ko'rsatadi. Demak, ixtiyoriy joylashgan sirt elementidan oqib o'tuvchi elementar kuchlanganlik oqimi kuchlanganlikning shu sirtga normal tashkil etuvchisining sirt yuzasiga ko'paytmasiga teng. Agar ΔS yuzacha kuchlanganlik chiziqlariga parallel bo'lsa, u holda $\alpha = \frac{\pi}{2}$ va $E_n = 0$ bo'lib, sirdan o'tuvchi oqim nolga teng bo'ladi.

Umuman biror sirdan o'tuvchi oqim elementar yuzachalardan o'tuvchi elementar oqimlarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$N = \sum_{i=1}^k \Delta N_i = \sum_{i=1}^k E_{ni} \Delta S_i$$



6-rasm

Endi q zaryaddan qancha kuchlanganlik chizig'i o'tkazish mumkinligini aniqlaylik. Musbat q zaryadning kuchlanganlik chiziqlari quyidagicha bo'ladi (6-rasm). q nuqtaviy zaryad sferik simmetriyali maydon hosil qilganligidan, kuchlanganlik chiziqlari simmetrik joylashgan radial chiziqlardan iborat bo'ladi. Bu chiziqlarning umumiy soni N bilan belgilaymiz. U holda (1-9) ga

$$\text{asosan } \frac{N}{4\pi r^2} = E$$

Ma'lumki,

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1-11)$$

Bu ifodani SGSE sistemada vakuum uchun yozadigan bo'lsak,

$$E = \frac{q}{r^2}$$

Bu ifodalarni tenglashtirib, N ni topamiz:

$$\frac{N}{4\pi r^2} = \frac{q}{r^2} \quad \text{va} \quad N = 4\pi q \quad (1-12)$$

SI sistemada

$$\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{N}{\epsilon\epsilon_0} \quad , \quad N = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1-13)$$

bo'ladi. Demak, har bir q nuqtaviy zaryaddan $4\pi q$ ta simmetrik joylashgan kuchlanganlik chiziqlari o'tkazish mumkin ekan. Bu qoidani umumlashtirib Ostrogradskiy – Gauss teoremasi chiqariladi: zaryadlar sistemasini o'z ichiga olgan har qanday berk sirtidan o'tuvchi kuchlanganlik oqimi shu zaryadlar algebraik yig'indisining 4π ga ko'paytmasiga tengdir.

Bu teorema berk sirtlardan o'tadigan kuchlanganlik chiziqlarining shu sirt ichidagi zaryadlar bilan bog'lanishini ifodalaydi. Bu teorema zaryadlangan jismlarning kuchlanganlik vektorini ham hisoblashga imkon beradi.

Ostrogradskiy – Gauss teoremasidan quyidagi natijalar kelib chiqadi.

1. Kuchlanganlik chiziqlari faqat musbat zaryadlar turgan joydan boshlanib, manfiy zaryadlar turgan joyda tugaydi.

2. Agar biz algebraik yig'indisi nolga teng bo'lgan zaryadlarni o'z ichiga olgan berk sirt olsak, sirtidan o'tuvchi to'la kuchlanganlik oqimi nolga teng bo'ladi; bu esa shu sirt bilan chegaralangan hajmdan chiquvchi kuch chiziqlarining soni shu hajmga kiruvchi kuch chiziqlarining soniga teng ekanligini ko'rsatadi.

3. Agar berk sirt maydonda shunday o'tkazilgan bo'lsaki, uning ichida zaryadlar bo'lmasa, u holda kuchlanganlik chiziqlari sirtning ichida boshlanmaydi ham, tugallanmaydi ham, balki uni kesib o'tadi. Demak,

kiruvchi chiziqlar soni chiquvchi chiziqlar soniga teng bo'ladi va sirt bo'yicha to'la kuchlanganlik oqimi nolga teng bo'ladi.

6 §. MAYDON KUCHLANGANLIGINI SUPERPOZITSIYA METODI BILAN HISOBLASH

1. Nuqtaviy zaryadlar maydonining kuchlanganligi.

Aytaylik, $q_1, q_2, \dots, q_n$ qo'zg'almas zaryadlar maydon hosil qilayotgan bo'lsin. Ularning maydoniga birorta q_0 sinash zaryadi kiritsak, unga maydonning ta'sir kuchi maydon hosil qilayotgan har bir zaryad ta'sir kuchlarining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (1-14)$$

Ma'lumki,

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$$

Shuning uchun

$$\vec{F} = q_0 \vec{E} \quad \text{va} \quad \vec{F}_i = q_0 \vec{E}_i$$

Bu ifodalarni (1-14) ga olib borib qo'ysak zaryadlar sistemasi hosil qilgan maydon kuchlanganligi uchun

$$q_0 \vec{E} = \sum_{i=1}^n q_0 \vec{E}_i$$

bo'ladi, buni q_0 ga qisqartirsak,

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad \vec{E}_i \quad (1-15)$$

formulaga ega bo'lamiz. Demak, agar kuchlanganlikni $q_1, q_2, \dots, q_n$ nuqtaviy zaryadlar sistemasi vujudga keltirayotgan bo'lsa, biror nuqtadagi natijaviy kuchlanganlik alohida zaryadlar vujudga keltirayotgan kuchlanganliklarning geometrik yig'indisi bilan ifodalanadi. Bu xulosa maydonlarning

superpozitsiya prinsipi deb ataladi. q_i zaryaddan maydonning tekshirilayotgan nuqtasigacha bo'lgan masofani radius vektor bilan belgilasak,

$$\vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i^3} \vec{r}_i$$

bo'ladi va (1-15) quyidagi ko'rinishga keladi:

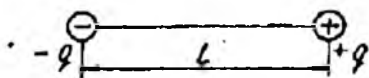
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i^3} \vec{r}_i \quad (1-16)$$

Istalgan zaryadlangan jismni har birini nuqtaviy zaryad deb qarash mumkin bo'lgan mayda bo'laklarga bo'lish mumkin. Shuning uchun (1-16) formuladan har qanday zaryadlangan jismning elektr maydonini hisoblashda foydalanish mumkin.

2. Dipol maydonining kuchlanganligi.

Zaryadlar sistemasi maydoniga misol tariqasida dipol maydonini ko'rsak bo'ladi. Dipol deb, qarama - qarshi ishorali ikkita teng zaryadlar majmuiga aytiladi, bunda zaryadlar orasidagi masofa ulardan maydon kuchlanganligi aniqlanayotgan nuqtalargacha bo'lgan masofalarga nisbatan ko'p marta kichik bo'lishi shart (7- rasm).

Dielektrik molekullari o'zining elektr xususiyatiga ko'ra dipolga o'xshaydi, shuning uchun mana shu dipol elektr maydonini o'rganish katta ahamiyatga ega. Dipolning yelkasi deb, manfiy zaryaddan musbat zaryadga yo'nalgan, son qiymati jihatidan bu ikki zaryad orasidagi masofaga teng bo'lgan $\vec{r}$ kattalik tushuniladi.



7-rasm

Dipolning musbat zaryadining uning yelkasiga ko'paytmasi dipolning elektr momenti deb ataladi:

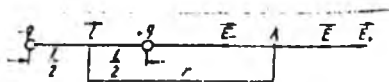
$$\vec{P}_t = q\vec{\ell}$$

$\vec{P}_t$ vektorning yo'nalishi dipol yelkasi yo'nalishida bo'ladi.

Superpozitsiya prinsipiga asosan dipol maydonining istalgan nuqtasidagi maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$$

$\vec{E}_+$ va $\vec{E}_-$ mos ravishda $+q$ va $-q$ zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganliklaridir. a) Endi maydon kuchlanganligi aniqlanayotgan A nuqta dipolning o'qida joylashgan deylik (7- a rasm).



7-a rasm

Bu holda E_+ va E_- lar ham o'q bo'yicha yo'nalgan bo'lib, faqat bir – biriga qarama – qarshi tomonga yo'nalgan bo'ladi. Ta'rifga ko'ra

$$\vec{E}_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r_1^3} \vec{r}_1 \quad (1-17)$$

$$\vec{E}_- = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r_2^3} \vec{r}_2 \quad (1-18)$$

Bu yerda $\vec{r}_1$ va $\vec{r}_2$ dipolni hosil qiluvchi $+q$ va $-q$ zaryadlardan A nuqttagacha o'tkazilgan radius vektorlaridir. Agar dipolning o'rtasidan A nuqttagacha bo'lgan masofani r bilan belgilasak, u holda

$$r_1 = r - \frac{\ell}{2} \quad r_2 = r + \frac{\ell}{2}$$

bo'ladi. Radius vektor shaklida yozadigan bo'lsak:

$$\vec{r}_1 = (r - \frac{\ell}{2}) \frac{\vec{\ell}}{\ell} \quad \vec{r}_2 = (r + \frac{\ell}{2}) \frac{\vec{\ell}}{\ell}$$

yoki

$$\vec{r}_1 = \vec{\ell} \frac{r - \frac{\ell}{2}}{\ell} \quad \vec{r}_2 = \vec{\ell} \frac{r + \frac{\ell}{2}}{\ell}$$

Bularni nazarga olib, $\vec{E}_+$ va $\vec{E}_-$ larning ifodasini yozamiz:

$$\vec{E}_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon(r - \frac{\ell}{2})^2} \cdot \frac{\vec{\ell}}{\ell} (r - \frac{\ell}{2}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon(r - \frac{\ell}{2})^2} \cdot \frac{\vec{\ell}}{\ell}$$

$$\vec{E}_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon(r + \frac{\ell}{2})^2} \cdot \frac{\vec{\ell}}{\ell} \frac{(r + \frac{\ell}{2})}{\ell} = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon(r + \frac{\ell}{2})^2} \cdot \frac{\vec{\ell}}{\ell}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon(r - \frac{\ell}{2})^2} \cdot \frac{\vec{\ell}}{\ell} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon(r + \frac{\ell}{2})^2} \cdot \frac{\vec{\ell}}{\ell} = \frac{2q\vec{\ell}r}{4\pi\epsilon_0(r^2 - \frac{\ell^2}{4})^2}$$

$$\vec{P}_r = q\vec{\ell} \text{ ni e'tiborga olgan holda } \vec{E} = - \frac{2\vec{P}_r r}{4\pi\epsilon_0(r^2 - \frac{\ell^2}{4})^2}$$

ni yozamiz. Agar r masofa ℓ ga nisbatan ancha uzun bo'lsa, u holda $\frac{\ell^2}{4}$ ni r^2 nisbatan nazarga olmasa ham bo'ladi:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2\vec{P}_r}{r^3} \quad (1-19)$$

Maydon kuchlanganligining son qiymati

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2P_r}{r^3} \quad (1-20)$$

ga teng. A nuqtadagi maydon kuchlanganligi dipol o'qidan o'ngga yo'nalgan. Endi maydon kuchlanganligi aniqlanayotgan nuqta dipolning o'rtasidan o'tkazilgan perpendikulyarning B nuqtasida bo'lsin (7-b rasm). Bu B nuqta +q

va $-q$ zaryadlardan baravar masofada bo'lgani uchun kuchlanganliklar o'zaro teng bo'ladi:

$$|E_+| = |E_-| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon(BM = BN)^2}$$

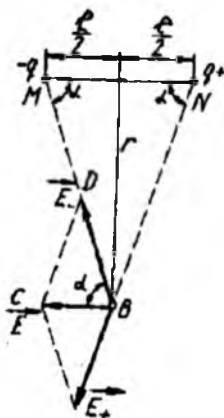
(7-b rasm) dan pifagor teoremasiga asosan quyidagicha yoza olamiz:

$$BM = BN = \sqrt{\left(\frac{\ell}{2}\right)^2 + r^2} \quad \text{bu qiymatni yuqoridagi maydon}$$

kuchlanganligining formulasiga qo'yamiz va quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$|E_+| = |E_-| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon\left(r^2 + \frac{\ell^2}{4}\right)^2}$$

B nuqtadagi kuchlanganlik $+q$ va $-q$ zaryadlar vujudga keltirgan kuchlanganliklarning geometrik yig'indisiga teng.



7-b rasm

7-b rasmdan ko'rinadiki, E kuchlanganlikning qiymati (V nuqtadagi):

E_+ va E_- larning o'rniga qiymatlarini keltirib qo'ysak,

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2q}{\epsilon\left(r^2 + \frac{\ell^2}{4}\right)} \cdot \cos \alpha$$

$\triangle BNO$ (7- b rasm)dan:

$$\cos \alpha = \frac{\frac{\ell}{2}}{\sqrt{r^2 + (\frac{\ell}{2})^2}} = \frac{\ell}{2\sqrt{r^2 + (\frac{\ell}{2})^2}}$$

U holda

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2q\ell}{\epsilon 2(r^2 + \frac{\ell^2}{4})^{\frac{3}{2}}}$$

r^2 ga nisbatan $\frac{\ell^2}{4}$ ni nazarga olmasak, u holda

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q\ell}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{P_\ell}{r^3} \quad (1-21)$$

Agar vektor ko'rinishida yozsak:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{P}_\ell}{r^3} \quad (1-22)$$

(1-20) va (1-22) ni taqqoslab dipol maydonining kuchlanganligini har ikkala holda $\vec{P}_\ell$ dipol momentiga proporsional va dipolgacha bo'lgan r masofaning kubiga teskari proporsional ekanligini ko'ramiz.

Yuqoridagi misollarning ko'rsatishicha, natijaviy kuchlanganlikni aniqlash uchun elektr sistemani tashkil qilgan nuqtaviy zaryadlar vujudga keltirgan kuchlanganliklarning geometrik yig'indisini olish kerak ekan.

7 §. OSTROGRADSKIY – GAUSS TEOREMASINING TATBIQI.

Zaryadlar sistemasi hosil qilgan maydonni superpozitsiya prinsipini qo'llash bilan bir qatorda Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asoslanib ham aniqlash mumkin. Bu metod uzluksiz taqsimlangan zaryadlar sistemasi maydonini aniqlashda qo'llaniladi. Shuning uchun zaryad zichligi degan tushunchani bilib olishimiz kerak.

Zaryadning chiziqli zichligi, sirt zichligi va hajmiy zichligi mavjud. Uzunlik birligiga to'g'ri kelgan zaryad miqdori zaryadlarning chiziqli zichligi deyiladi va τ harfi bilan belgilanadi:

$$\tau = \lim_{\Delta \ell \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta \ell} = \frac{dq}{d\ell}$$

Yuza birligiga to'g'ri kelgan zaryad miqdori zaryadlarning sirt zichligi deyiladi va σ harfi bilan belgilanadi:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (1-23)$$

Hajm birligiga to'g'ri kelgan zaryad miqdori zaryadlarning hajmiy zichligi deyiladi va ρ harfi bilan belgilanadi:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \quad (1-24)$$

1. Zaryadlangan cheksiz tekislikning elektr maydoni.

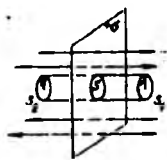
Zaryadlangan cheksiz tekislikning elektr maydonini ko'ramiz. Undagi zaryadning sirt zichligi σ bo'lsin. Bunday tekislikning kuchlanganlik chiziqlari ikki tomonga yo'nalgan bo'lib, tekislikka perpendikulyar joylangandir.

Maydon kuchlanganligini aniqlash uchun asoslari tekislikka parallel va o'qi tekislikka perpendikulyar bo'lgan silindr sirtidan o'tadigan kuchlanganlik oqimini xisoblaylik (8-rasm). Silindrning yon tomonida kuchlanganlik oqimi bo'lmaydi, chunki kuchlanganlik chiziqlarining o'zi uning yasovchisiga paralleldir. Asoslaridan o'tadigan kuchlanganlik oqimi esa bir xildir, chunki asos yuzalari bir xil. Bunda $E_n = E$. Shunday qilib, silindr sirtidan o'tadigan kuchlanganlik oqimi $2ES$ ga teng. Silindr ichida esa σS ga teng zaryad bor (S – silindr asosining yuzi.).

Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan:

$$2ES = \frac{\sigma \cdot S}{\epsilon_0} \quad \text{bundan} \quad E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

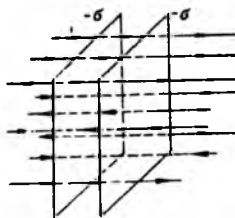
Ushbu formuladan ko'rinib turibdiki, zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon kuchlanganligi masofaga bog'liq emas ekan.



8-rasm

2. Qarama – qarshi zaryadlangan o‘zaro parallel ikki cheksiz tekislikning elektr maydoni.

Qarama – qarshi zaryadlangan ikkita cheksiz tekislikdan iborat sistemani qaraylik. Ular bir – biriga parallel joylashgan bo‘lib, sirt zaryad zichliklari σ ga teng.



9-rasm

Agar biz bu sistemaning kuchlanganlik chiziqlarini chizadigan bo‘lsak, tekisliklar orasidagi kuchlanganlik chiziqlari bir xil yo‘nalishga ega bo‘lar ekan (9-rasm). Bunda umumiy kuchlanganlik:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

ya’ni

$$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (1-25)$$

Tashqarida esa maydon kuchlanganliklari qarama – qarshi tomonga yo‘nalgan bo‘lib, umumiy kuchlanganlik oqimi nolga teng:

$$E = 0 \quad (1-26)$$

3. Tekis zaryadlangan sferik sirtning elektr maydoni.

Bizga sferik sirt berilgan bo'lsin. uning radiusi R sirt zaryad zichligi σ va umumiy zaryadi $+q$ ga teng deb olaylik.

a) Sferik sirtning tashqarisidagi maydon kuchlanganligi.



10-rasm

A nuqta sferik sirt markazidan $r > R$ masofada joylashgan bo'lsin. mana shu nuqtadan radiusi r ga teng, markazi O nuqtada joylashgan sferik sirt o'tkazamiz (10-rasm). Agar $r > R$ bo'lsa, u holda sirt ichida maydon hosil qilayotgan q zaryadning hammasi joylashadi. Bunda Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga ko'ra,

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

bundan

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad r > R \quad (1-27)$$

Demak, sferik sirtning tashqarisidagi maydon kuchlanganligi sirt markaziga joylashtirilgan xuddi shunday kattalikdagi nuqtaviy zaryad hosil qiladigan maydon kuchlanganligi kabi bo'ladi.

b) Sferik sirt ichidagi maydon kuchlanganligi.

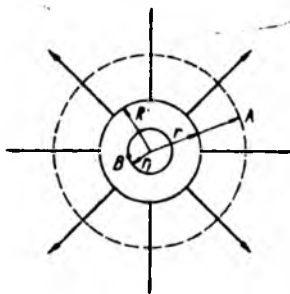
Endi maydon kuchlanganligi aniqlanayotgan V nuqta $r' < R$ masofada joylashgan bo'lsin (10-rasm). Mana shu nuqtada radiusi r' ga teng, markazi O nuqtada joylashgan sferik sirt o'tkazamiz. Bu sferik sirt esa zaryadlarni o'z ichiga olmaydi. Shuning uchun

$$E = 0 \quad |r' < R| \quad (1-28)$$

4. Tekis zaryadlangan sharning elektr maydoni.

Radiusi R ga teng bo'lgan zaryadlangan sharni ko'ramiz. Uning hajmiy zaryad zichligi ρ ga teng, umumiy zaryadi $+q$ ga teng bo'lsin.

a) Shardan tashqarida yotgan ($r > R$) istalgan nuqtada (11-rasm) maydon kuchlanganligi xuddi sferik sirt maydon kuchlanganligi kabi bo'ladi:



11-rasm

b) Sharning ichidagi maydon kuchlanganligi.

Sharning ichida yotgan ($r' < R$) nuqtadagi maydon kuchlanganligini q' zaryad hosil qiladi. q' zaryad r' radiusli sfera ichiga joylashgan (11-rasm), ya'ni

$$4\pi r'^2 E = \frac{q'}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{4}{3} \pi r'^3 \rho$$

Bundan $\rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$ ni o'rniga qo'yib,

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{R^3} r' \quad (r' < R) \quad (1-29)$$

ni hosil qilamiz.

Demak, shar ichidagi maydon kuchlanganligi shar markazidan maydon kuchlanganligi aniqlanayotgan nuqttagacha bo'lgan masofa ortishi bilan ortar ekan.

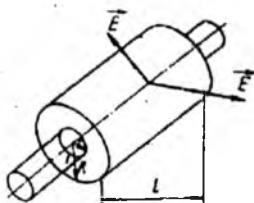
5. Zaryadlangan cheksiz uzun silindrning elektr maydoni.

Endi biz R radiusli cheksiz uzun zaryadlangan silindr hosil qilgan maydon kuchlanganligini qaraymiz (12-rasm). Silindr zaryadining chiziqli zichligi τ bo'lsin. Uzunlik birligiga to'g'ri kelgan zaryad miqdori zaryadning chiziqli zichligi deb ataladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\tau = \lim_{\Delta \ell \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta \ell} = \frac{dq}{d\ell}$$

Bu zaryadlangan silindrning maydon kuchlanganlikchiziqlari uning yasovchisiga perpendikulyar ravishda yo'nalgan radial chiziqlardan iborat bo'ladi. Maydon kuchlanganligi silindr o'qidan bir xil masofada bir xil kattalikka ega bo'ladi.

Aytaylik, maydon kuchlanganligi aniqlanayotgan nuqta silindr o'qidan $r < R$ masofada joylashgan bo'lsin. biz bu nuqtadan berk silindrik sirt o'tkazamiz. Bu silindrik sirt zaryadlangan silindrik sirtga koaksial bo'ladi. (12-rasm). Unga Ostrogradskiy – Gauss teoremasini tatbiq qilamiz.



12-rasm

Silindr asosida o'tadigan kuchlanganlik oqimi nolga teng, chunki silindr asoslari kuchlanganlik chiziqlariga parraleldir. Shuning uchun to'la kuchlanganlik oqimi silindrning yon sirtidan o'tadigan oqimga teng bo'ladi, ya'ni:

$$N = 2\pi r \ell E,$$

Bu yerda $2\pi r$ - silindr yon sirtining uzunligi.

Agar $r > R$ bo'lsa, sirt ichida $q = \pi r^2$ zaryad bo'ladi. Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan

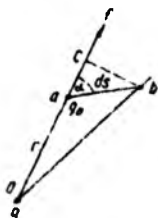
$$2\pi r \ell E = \frac{\pi r^2}{\epsilon_0},$$

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{r}{r^2} \quad (r > R) \quad (1-30)$$

Agar $r < R$ bo'lsa, u holda berk sirt o'z ichiga zaryadlarni olmaydi va $E=0$ bo'ladi.

8 §. ELEKTR MAYDON KUCHLARINING ISHI. POTENSIAL

Birorta musbat q zaryad maydon hosil qilayotgan bo'lsin. mana shu maydonda boshqa bir musbat q_0 zaryadning ko'chishida bajarilgan ishni ko'raylik (13-rasm).



13-rasm

Buning uchun biz avval q_0 zaryad q zaryadning maydonida birorta juda kichik $a b$ masofaga ko'chayapti deylik. Bu masofa juda kichik bo'lgani uchun to'g'ri chiziq deb va q_0 ga ta'sir qilayotgan $\vec{F}$ kuch o'zgarmaydi deb xisoblashimiz mumkin. $\vec{F}$ kuch yo'nalishi bilan q_0 zaryad harakati yo'nalishi orasidagi burchakni α bilan belgilab, q_0 zaryad qo'zg'almas va 0 nuqtaga joylashtirilgan deb qaraymiz. $\vec{F}$ kuchning yo'nalishi maydon kuchlanganligi yo'nalishi bilan bir xil. Endi ishning ta'rifiga asosan, $\vec{F}$ kuchning $a b$ masofaga ko'chishida bajargan elementar ishi:

$$dA = F \cdot \cos \alpha \cdot ds$$

Bundan ko'rinib turibdiki, bajarilgan ish ta'sir qilayotgan kuchning masofaga va kuch bilan yo'l orasidagi burchak kosinusiga ko'paytmasiga teng ekan.

a b masofani ds bilan belgilaymiz. b nuqtadan oa to'g'ri chiziqlarning davomiga perpendikulyar tushirsak, biz

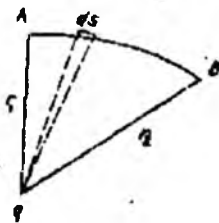
$$ds \cos \alpha = oc - oa$$

bo'lishini ko'ramiz. endi ds juda kichik bo'lgani uchun $ocqob$ deyish mumkin.

U holda $ds \cos \alpha = ob - oa = dr$, bu yerda $dr - q_0$ zaryad a nuqtadan b nuqtagacha ko'chganda q bilan q_0 orasidagi masofaning o'zgarishi. Bulardan:

$$dA = F \cdot dr$$

Agar q_0 zaryad kichik masofaga ko'chmasdan, balki q zaryaddan r_1 masofada bo'lgan A nuqtadan r_2 masofadagi B nuqtaga ko'chayotgan bo'lsa, u holda mana shu butun AB ko'chishdagi bajarilgan ishni aniqlash uchun AB masofani mayda elementar ds bo'laklarga bo'lamiz (14-rasm).



14-rasm

Undan keyin mana shu har bir ds bo'lakchalarda bajarilgan ishlarning yig'indisini olamiz, ya'ni

$$A = \int_{r_1}^{r_2} F dr$$

F kuch q va q_0 zaryadlarning o'zaro ta'siri Kulon kuchidan iborat. Shuning uchun

$$F = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \text{ bunda } r = oa$$

Kuchning bu qiymatini o'rniga qo'yadigan bo'lsak,

$$A = - \int_{r_1}^{r_2} \frac{q_0 q dr}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

yoki

$$A = q_0 \left(\frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1} - \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_2} \right) \quad (1-31)$$

ga ega bo'lamiz.

Zaryadni ko'chirishda bajarilgan ishning SGSE sistemadagi ifodasi quyidagicha:

$$A = q_0 \left(\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2} \right) \quad (1-32)$$

Maydon kuchlarining q zaryadni q_0 zaryad maydonida ko'chirishda bajargan ishi ko'chirilayotgan zaryad kattaligining $\frac{q}{r}$ kattalikning ko'chishining boshlang'ich va oxirgi nuqtalaridagi qiymatlari ayirmasiga bo'lgan ko'paytmasiga teng. Mana shu $\frac{q}{r}$ kattalik maydon potentsiali deb ataladi va V xarfi bilan belgilanadi:

$$V = \frac{q}{r} \quad (1-33)$$

SI sistemada yozadigan bo'lsak:

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \quad (1-34)$$

u holda (1-31) va (1-32) larni quyidagicha yozsak bo'ladi:

$$A = q_0 (V_1 - V_2) \quad (1-35)$$

bunda V_1 va V_2 - potentsialning A va B nuqtalardagi qiymat. Shunday qilib, maydon kuchlarining zaryadni ko'chirishda bajargan ishi son qiymat jihatidan zaryad kattaligining yo'lining boshlang'ich va oxirgi nuqtalaridagi potentsiallar ayirmasiga ko'paytirilganiga tengdir. Demak, bu ish shu yo'lining shakliga bog'liq bo'lmay, uning boshlang'ich va oxirgi nuqtalarining vaziyatiga bog'liqdir. Yo'l

berk bo'lsa, (1-35) formulaga ko'ra, bajarilgan ish nolga teng bo'ladi. Chunki uning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari ustma – ust tushadi. Demak,

$$V_1 = V_2$$

Potensialning fizik ma'nosini ko'raylik. Ma'lumki, nuqtaviy zaryad potensial

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}$$

formula bilan aniqlanadi. Bunday maydonning biror nuqtasining potentsiali son jihatidan birlik musbat zaryadni shu nuqtadan potentsiali nolga teng bo'lgan cheksiz uzoqlikdagi nuqtaga ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishiga tengdir, degan xulosa kelib chiqadi.

Haqiqatan ham, zaryadni maydonning biror nuqtasidan cheksiz uzoqlikdagi nuqtaga ko'chirishda bajargan ishi quyidagicha bo'ladi:

$$V = \frac{A}{q_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot r} - \frac{q}{\infty} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot r}$$

Endi zaryadlar sistemasi maydonida bajarilgan ishni ko'raylik. masalan, $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar sistemasi maydon hosil qilayotgan bo'lsin. Bu maydonning (15-rasm) 1 nuqtasidan 2 nuqtasigacha q_0 zaryad ko'chadigan



15-rasm

bo'lsa, maydon kuchlarining mana shu zaryadni 1 nuqtadan nuqtaga ko'chirishda bajargan ishi qanday bo'lar ekan?

Mana shu q_0 ga maydon tomonidan ta'sir etadigan kuch $\vec{F}$ albatta maydonni hosil qilgan $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar ta'sir kuchlarining teng ta'sir etuvchisidir, ya'ni

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$$

Bu kuchning bajargan ishi, elementar kuchlar bajargan ishlarning algebraik yig'indisiga tengdir. Kuch bajargan ishi (1-35) ga asosan yozishimiz mumkin, ya'ni:

$$A_1 = q_0[V_1^{(1)} - V_2^{(1)}]$$

$V_1^{(1)}$ va $V_2^{(1)}$ - q_1 zaryadning 1 va 2 nuqtalarda hosil qiladigan potentsiallari.

Xuddi shuningdek:

$$A_2 = q_0[V_1^{(2)} - V_2^{(2)}]$$

$$A_n = q_0[V_1^{(n)} - V_2^{(n)}]$$

$$\begin{aligned} A &= A_1 + A_2 + \dots + A_n = q_0[V_1^{(1)} - V_2^{(1)}] + q_0[V_1^{(2)} - V_2^{(2)}] + \dots + q_0[V_1^{(n)} - V_2^{(n)}] = \\ &= q_0 \{ [V_1^{(1)} + V_2^{(1)} + \dots + V_1^{(n)}] - [V_2^{(1)} + V_2^{(2)} + \dots + V_2^{(n)}] \} \end{aligned}$$

Agar biz quyidagicha

$$[V_1^{(1)} + V_1^{(2)} + \dots + V_1^{(n)}] = V_1$$

$$[V_2^{(1)} + V_2^{(2)} + \dots + V_2^{(n)}] = V_2$$

belgilash kiritsak, u holda

$$A = q_0(V_1 - V_2) \quad (1-36)$$

bo'ladi, bunda $V_1 - q_1 \cdot q_2 \dots q_n$ zaryadlarning birinchi nuqtada vujudga keltirgan potentsiali, V_2 esa $q_1 \cdot q_2 \dots q_n$ zaryadlarning ikkinchi nuqtada vujudga keltirgan potentsiali.

Demak, nuqtaviy zaryadlar sistemasi hosil qilgan maydonning ma'lum bir nuqtasidagi potentsiali $q_1 \cdot q_2 \dots q_n$ alohida zaryadlarning ana shu nuqtada vujudga keltirgan potentsiallarining algebraik yig'indisiga teng ekan.

Shunday qilib, (1-36) ga asosan zaryadlar sistemasining maydonida maydon kuchlarining bajargan ishi ko'chayotgan zaryad kattaligi bilan ko'chish yo'lining bosh va oxirgi nuqtalaridagi maydon potentsiallari ayirmasining ko'paytmasiga tengdir.

SGSE sistemada potentsial ayirmasi birligi uchun shunday ikki nuqta orasidagi potentsiallar ayirmasi olinadiki, bunda birlik zaryadni bu nuqtalar

orasida ko'chirishda 1 erg ish bajariladi. Bu birlik potentsiallar ayirmasining elektrostatik birligi deb ataladi va 1 SGSE_v deb belgilanadi. SI sistemada potentsiallar ayirmasi birligi uchun elektrostatik birligidan 300 marta kichik bo'lgan kattalik olingan. Bu kattalik volt deb ataladi:

$$1\text{volt} = \frac{1}{300} \text{SGSE}_v$$

Bir kulon zaryad potentsiallar ayirmasi 1 V bo'lgan ikki nuqta orasida ko'chirilganda 1 joul ish bajariladi:

$$W = \frac{1Jc}{1KI}$$

9 §. ELEKTR MAYDON KUCHLANGANLIGI VA POTENSIAL FARQI ORASIDAGI BOG'LANISH

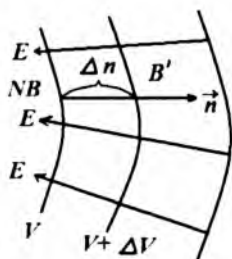
Umuman elektrostatik maydon potentsiali nuqtadan nuqtaga o'zgarib turadi. Lekin biz hamma nuqtalaridagi potentsiallari teng bo'lgan sirtlar ajratib olishimiz mumkin. Ma'lumki, nuqtaviy zaryad potentsiali

$$V = K \frac{q}{r}$$

Demak, r bir xil bo'lgan nuqtalardagi potentsiallar bir – biriga teng. bir xil potentsialli nuqtalarning geometrik o'rni ekvipotentsiallar sirtlar yoki potentsial sathi sirtlari deb ataladi. Nuqtaviy zaryadlar maydonida r ning qiymati doimiy bo'lgan sirt, ya'ni markazi nuqtaviy zaryadda bo'lgan sfera sathi sirti bo'ladi.

Endi elektrostatik maydon kuchlanganligi bilan potentsial orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Bu bog'lanish maydon kuchlari bajargan ish maydon kuchlanganligi orqali ham va maydon potentsiali orqali ham ifodalanishidan kelib chiqadi.

Elektrostatik maydonda bir – biriga yaqin ikkita potentsial sathlar o'tkazaylik. Ularning birida potentsial V, ikkinchisida esa $V + \Delta V$ bo'lsin. endi biz V potentsialli sirtning B nuqtasidan $V + \Delta V$ potentsialli sirtga $\vec{n}$ normal tushiramiz. UB' nuqtada kesishsin (16-rasm).



16-rasm

Endi biz biror q_0 zaryadning B dan B' ga ko'chishida maydon kuchlari tomonidan bajarilgan ishni ko'raylik. Ma'lumki:

$$A = F\Delta n$$

Bunga kuchning $F = Eq_0$ ifodasini qo'ysak:

$$A = Eq_0\Delta n \quad (1-37)$$

Ikkinchi tomondan

$$A = q_0[V - (V + \Delta V)] = -q_0\Delta V \quad (1-38)$$

(1-37) va (1-38) larning tengligidan: $Eq_0\Delta n = -q_0\Delta V$

$$E = -\frac{\Delta V}{\Delta n} \quad (1-39)$$

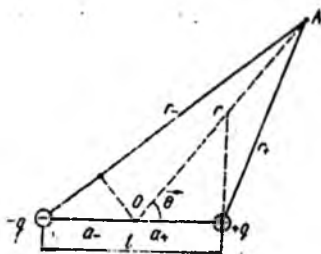
Manfly Ishora $\vec{E}$ ning yo'nalishi $\vec{n}$ ning yo'nalishiga qarama - qarshi ekanligini bildiradi.

$\vec{n}$ potentsialning ortish tomoniga yo'nalgan. Kuchlanganlik $\vec{E}$ esa musbat zaryad ta'sir qiluvchi kuch yo'nalishida, demak, potentsialning kamayishi tomoniga qarab yo'nalgan. Agar (3-9) da $\Delta n = 1$ deb olsak, quyidagi ta'rif kelib chiqadi: maydon kuchlanganligi son jihatidan potentsialning sathlari sirtiga perpendikulyar yo'nalishda olingan uzunlik birligidagi o'zgarishiga teng va potentsialning kamayish tomoniga yo'nalgandir. Potentsialning birlik uzunlikdagi o'zgarishi esa potentsial gradiyenti deb ataladi. Demak, maydon kuchlanganligi son jihatidan maydon potentsiali gradiyentiga teng:

$$E = -\frac{dV}{dr} = -\text{grad}V$$

10 §. DIPOL MAYDONINING POTENSIALI

Maydon potentsiali aniqlanayotgan nuqtani qutb koordinatalar r va θ bilan aniqlaymiz (17- rasm). Dipolning yelkasi deganda manfiy zaryaddan musbat zaryadga yo'nalgan, son qiymat jihatidan bu ikki zaryad orasidagi masofaga teng bo'lgan $\vec{l}$ tushuniladi. Musbat q zaryadning dipol markazidan bo'lgan vaziyati $\vec{a}_+$ vektor bilan belgilanadi. Manfiy q zaryadning vaziyati esa $\vec{a}_-$ bilan ifodalanadi. Demak, $l = 2a$



17-rasm.

Musbat va manfiy zaryadlardan potentsial aniqlanayotgan nuqtagacha bo'lgan masofalarni r_+ va r_- deb belgilaymiz. $a \ll r$ bo'lganidan

$r_+ = r_- \cos \theta$, $r_- = r_+ \cos \theta$ deb yoza olamiz.

A nuqtadagi potentsialni yozadigan bo'lsak,

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{q}{r_+} - \frac{q}{r_-} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q(r_- - r_+)}{r_+ \cdot r_-}$$

ga ega bo'lamiz. $r_+ \cdot r_-$ ni r^2 bilan almashtirsak bo'ladi. $r_- - r_+$ esa $2a \cos \theta$ ga teng.

Demak,

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q2a \cos \theta}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q l \cos \theta}{r^2}$$

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q l \cos \theta}{r^2} \quad (1-40)$$

Demak, dipol maydonining potentsiali nuqtaviy zaryad maydonining potentsialiga nisbatan masofa ortishi bilan tezroq kamayar ekan.

Mustahkamlash savollari

1. Zaryadlarning saqlanish qonunini aytib bering.
2. O'tkazgichlar deb qanday jismlarga aytiladi?
3. Dielektriklar deb qanday jismlarga aytiladi?
4. Kulon qonunini ratsionallashgan va ratsionallashmagan formada yozing.
5. Elektr maydon deb nimaga aytiladi? Elektrostatik maydon deb-chi?
6. Elektr maydon kuchlanganligi deb nimaga aytiladi? Nuqtaviy zaryad maydonining kuchlanganligini hisoblash formulasini yozing.
7. Kuchlanganlik chiziqlari deganda nimani tushunasiz?
8. 1 Kl deb qanday zaryadni tushunasiz?
9. Kuchlanganlik oqimi deganda nimani tushunasiz?
10. Elektr maydon uchun Ostrogradskiy – Gauss teoremasining matematik ifodasini yozib bering.
11. Ostrogradskiy – Gauss teoremasidan qanday natijalar kelib chiqadi?
12. Maydon kuchlanganligini hisoblashning superpozitsiya metodi nimaldan iborat?
13. Nuqtaviy zaryadlar sistemasi hosil qilgan maydon kuchlanganligi nimaga teng?
14. Quyidagi hollar uchun dipol maydonining kuchlanganligini yozib bering: a) maydon kuchlanganligi aniqlanayotgan nuqta dipolning o'qida joylashgan; b) maydon kuchlanganligi aniqlanayotgan nuqta dipolning o'rtasidan o'tkazilgan perpendikulyarda joylashgan.
15. Zaryadlangan cheksiz uzun tekislikning, qarama – qarshi zaryadlangan ikkita cheksiz uzun tekislikning, tekis zaryadlangan sferik

sirtning, zaryadlangan sharning, zaryadlangan uzun silindrning elektr maydoni kuchlanganligini yozib bering.

16. Elektrostatik maydonda zaryadlangan zarraning ko'chishida bajariladigan ishini yozib bering.

17. Elektrostatik maydon potentsiali deganda nimani tushunasiz?

18. Nuqtaviy zaryad maydoni potentsialini yozib bering.

19. Elektrostatik maydon kuchlanganligi bilan potentsial orasidagi bog'lanishni yozib bering.

20. Dipol maydonining potentsiali qanday bo'ladi?

II BOB

ELEKTR MAYDONDA O'TKAZGICHLAR.

1 §. O'TKAZGICH SIRTI YAQINIDAGI MAYDON KUCHLANGANLIGI.

Ma'lumki, qo'zg'almas zaryadlar hosil qiladigan maydon elektrostatik maydon deyiladi. Endi mana shu maydon ichiga o'tkazgich kiritaylik-chi, nima bo'lar ekan. O'tkazgich kiritilganda o'tkazgich ichida maydon kuchlanganligi nolga teng bo'lar ekan, ya'ni

$$\vec{E} = 0$$

Endi o'tkazgich ichida zaryadlar qanday bo'ladi? Buni biz Ostrogradskiy – Gauss teoremasidan topishimiz mumkin. Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan biror yopiq zaryadlangan sirtidan o'tadigan kuchlanganlik oqimi shu sirt ichidagi zaryadlarning algebraik yig'indisini 4π ga bo'lgan ko'paytmasiga teng edi. Lekin bizda o'tkazgich ichidagi maydon kuchlanganligi nolga teng. Demak, o'tkazgich ichidagi umumiy zaryad nolga teng ekan. Shunday qilib, elektrostatik maydon ichiga joylashtirilgan o'tkazgich ichidagi umumiy zaryad nolga teng bo'lar ekan. Ma'lumki, o'tkazgichlar erkin xarakatlanib yuradigan elektronlar va muvozanat xolati atrofida tebranib turuvchi (kristall panjara) musbat ionlardan iborat. Odatda, musbat zaryadlar soni manfiy zaryadlar soniga teng bo'lib, o'tkazgich neytral holatda bo'ladi. Zaryadlangan o'tkazgichda zaryadlar faqat o'tkazgich sirtidagina joylashadi. bu ko'pgina tajribalarda tasdiqlangan. Masalan, 1879 yili Maksvell ikkita shar olib, birini ikkinchisi ichiga joylashtirgan va sim yordamida ular o'rtasida kontakt xosil qilgan. Tashqi sharga zaryad berganda ichki shar zaryadlanmagan.

Keyinchalik tajribalardan o'tkazgichning ichida emas, balki o'tkazgich bo'shliqni (kovakni) chegaralovchi ichki sirtlarda ham zaryadlar bo'lmasligi aniqlandi. Tajribalar, shuningdek, zaryadlangan o'tkazgichdagi bo'shliqda $\vec{E}$ elektr maydon kuchlanganligi ham nolga teng bo'lishini ko'rsatadi.

Zaryad o'tkazgichning sirtida joylashganligini quyidagi tajriba orqali ham aniqlash mumkin. Ikkita A va B elektroskop olamiz. Ularning biriga faqat yuqori asosida d tirqishi bo'lgan silindr ulab qo'yilgan (18-rasm). B elektroskop zaryadlanadi. Undan keyin izolyatsiyalangan simga osilgan e sharcha silindr sirtiga tekkiziladi va uni olib, A elektroskop ustiga burab qo'yilgan sharchaga tekkiziladi. Bu hol bir necha marta qaytarilgach, A elektroskopning yaproqchalari ma'lum darajada ochiladi. Demak, biz B silindrdan zaryad olib A ni zaryadladik. Endi biz e sharchani silindrning ichki qismiga tekkizib, bu tajribani takrorlasak, A elektroskop hech zaryadlanmaydi. Demak, silindr ichida zaryad yo'q. Bularning hammasi o'tkazgich zaryadlanganda zaryadlar faqat o'tkazgich sirtidagina joylashishini ko'rsatadi.

Endi o'tkazgichning yaqinidagi maydon kuchlanganligi qanday bo'lishini ko'raylik. Ma'lumki, o'tkazgich ichida $\vec{E} = 0$ bo'ladi. Lekin $\vec{E}$ esa potensialning potensial sathlarga perpendikulyar bo'lgan uzunlik birligidagi o'zgarishidir. Ammo $\vec{E} = 0$, shuning uchun potensial o'zgarishi nolga teng bo'ladi. Demak, o'tkazgich ichidagi va sirtidagi barcha nuqtalarning potenciallari bir xildir. Shuning uchun uzun o'tkazgichning sirti potensial sathlar sirti bo'ladi. $\vec{E}$ potensial sathlar sirtiga perpendikulyar bo'lganligidan, o'tkazgich sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi ham uning sirtiga normal bo'ladi. O'tkazgich sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi bilan o'tkazgich zaryadining sirt zichligi δ orasidagi ma'lum bog'lanish bor. Bu Ostrogradskiy – Gauss teoremasidan kelib chiqadi. Zaryadlangan o'tkazgich sirtidan kichkina ΔS soha ajratamiz. Bunday zaryad:

$$q = \sigma \Delta S \quad (2-1)$$

bunda σ -sirt zaryad zichligi. Fikran kichikberk silindrik S sirt o'tkazamiz. Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan mana shu S sirtidan o'tgan kuchlanganlik oqimi SGSE sistemada

$$N = 4\pi q$$

ga teng va

$$N = E \cdot \Delta S, \quad q = \sigma \cdot \Delta S$$

Demak,

$$N = E \Delta S = 4\pi q = 4\pi\sigma \cdot \Delta S$$

bundan

$$E = 4\pi\sigma \quad (2-2)$$

SI sistemada:

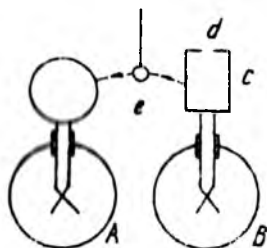
$$E\Delta S = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\sigma\Delta S}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$$

Demak:

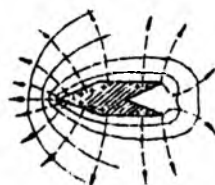
$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2-3)$$

Bundan ko'rinadiki, o'tkazgich yaqinidagi maydon kuchlanganligi o'tkazgich zaryadining sirt zichligiga proporsional ekan.

Endi mana shundan har xil figurali o'tkazgichlar sirtidagi zaryad taqsimotini ayta olamiz. Ravshanki, potensial sathlar do'ngliklar oldida bir - biriga yaqin joylashgan bo'ladi. Demak, do'ngliklarda uzunlik birligidagi potensial o'zgarishi ko'proq bo'lgani uchun maydon kuchlanganligi kattaroq bo'ladi. Demak, (2-2) va (2-3) ga asosan do'ngliklarda zaryadning sirt zichligi kattaroq bo'lar ekan. Botiqliklarda esa uning aksi bo'ladi (19-rasm).



18-rasm



19-rasm

2 §. O'TKAZGICHLARNING ELEKTR SIG'IMI

Agar har xil o'tkazgichlar bir xil kattalikda zaryadlansa, ular har xil potensialga ega bo'ladi. Buning sababi ularning sig'im degan xususiyatga ega bo'lishidir. O'tkazgichning sig'imi uning atrofidagi jismlarning joylashishiga

bog'liq bo'ladi. Shuning uchun eng avval yakkalangan, ya'ni atrofida zaryad taqsimotiga ta'sir ko'rsata oladigan hech qanday jismlar bo'lmagan o'tkazgichning sig'imini ko'ramiz. Ana shu yakkalangan o'tkazgichning zaryadi muayyan marta oshirilsa, uning maydon kuchlanganligi ham ortadi va natijada zaryadni o'tkazgichdan cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish ham shuncha marta ortadi. Binobarin, bunday o'tkazgichning V potentsiali q zaryadga proporsionaldir, ya'ni:

$$q = cV \quad (2-4)$$

bunda S – o'tkazgichning shakli va kattaligiga bog'liq bo'lgan proporsionallik koefitsiyenti. U o'tkazgichning sig'imi deb ataladi va (2-4) dan:

$$C = \frac{q}{V} \quad (2-5)$$

Demak, sig'im dastlab zaryadlanmagan o'tkazgichning potentsiali birga teng bo'lgan qiymat olishi uchun berish zarur bo'lgan elektr miqdoriga teng bo'lgan fizik kattalikdir. Sig'imning o'lchov birligi SGSE sistemada:

$$C = \frac{1SGSE_q}{1SGSE_v}$$

SGSE sistemada sig'im birligi qilib radiusi bir sm bo'lgan yakkalangan sharning sig'imi olinadi. Haqiqatan ham, sharning potentsiali:

$$V = \frac{q}{R} \quad (2-6)$$

buni (2-5) bilan solishtirsak:

$$C = R$$

SGSE sistemadagi sig'im birligi shunday o'tkazgichning sig'imidirki, o'tkazgichga berilgan 1 SGSE birlik zaryad uning potentsialini bir SGSE potentsial birligiga o'zgartiradi.

SI sistemada sig'im birligi qilib shunday o'tkazgichning sig'im birligi olinadiki, uning zaryadi 1 Kl oshirilganda potentsiali 1V ga oshadi. Bunday birlik farada deb ataladi:

$$|\Phi| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ SGSE}_q}{1 \text{ B}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ SGSE}_e$$

Agar o'tkazgichning yakkalangan bo'lmagan, balki atrofida boshqa o'tkazgichlar bo'lsa, uning sig'imi yakkalangan holatiga qaraganda kattaroq bo'ladi. Chunki biz o'tkazgichni zaryadlanayotganimizda atrofida qarama - qarshi zaryadlar paydo bo'ladi (20-rasm). Mana shu zaryadlar q zaryad hosil qilayotgan maydonni sustlashtiradi. Shunday qilib, ular maydon potensialini kamaytiradi.

Endi bir - biriga yaqin joylashgan bir xil, lekin qarama - qarshi zaryadlangan ikkita o'tkazgichni ko'raylik. ular orasidagi potentsiallar farqini $(V_1 - V_2)$ deb belgilaymiz, agar ularning atrofida boshqa jismlar bo'lmasa, tajriba potentsiallar farqi ularning zaryadiga proporsional bo'lishini ko'rsatadi:

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{C} q$$

bu yerda q - o'tkazgichlar zaryadining absolyut qiymati, C - ikkita o'tkazgichning bog'langan sig'imi deb ataladi. Bundan:

$$C = \frac{q}{V_1 - V_2} \quad (2-7)$$

Ikkita o'tkazgichning bog'langan sig'imi deganda biridan ikkinchisiga olib o'tilganda potentsiallar farqini bir birlikka o'zgartiradigan elektr miqdoriga teng bo'lgan fizik kattalik tushuniladi.



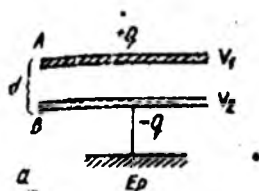
20-rasm

3 §. KONDENSATORLAR VA ULARNING SIG'IMI.

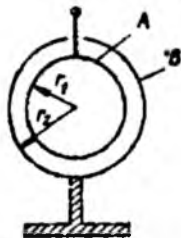
Kondensatorlar o'zlarining shakliga ko'ra yassi, sferik va silindrik kondensatorlarga ajratiladi.

1. Yassi kondensatorlar.

Qarama – qarshi zaryadlangan va bir – biriga parallel joylashgan ikkita plastinkadan iborat sistema yassi kondensatorni beradi. Bu plastinkalar kondensator qoplamlari deyiladi. Qoplamlarning o'lchamlari ular orasidagi d masofaga nisbatan ancha uzun bo'ladi. Aytaylik, B plastinka yerga ulangan bo'lsin



21-a rasm



21-b rasm

(21- a rasm). A plastinkaga musbat q zaryad berilsa, elektrostatik induksiya tufayli B plastinkada manfiy q zaryad vujudga keladi. Yerga ulangan B plastinka yer potensialini oladi, bu potensialni V_2 bilan belgilaymiz. U holda A plastinka V_1 potensialni oladi. Bu potensialning qiymati V_2 potensialga va q zaryadga bog'liq. Boshqa jismlar V_2 ga ta'sir ko'rsata olmaydi. Demak, kondensatorning C sig'imiga ham ta'sir ko'rsata olmaydi. Chunki musbat q va manfiy q zaryadlarning maydoni faqat A va B plastinkalar oralig'ida yig'iladi.

Ana shuning uchun boshqa jismlarda induksiya zaryadlarini vujudga keltira olmaydi.

Kondensatorning C sig'imi deb, plastinkalardan birining zaryadini plastinkalar orasidagi potentsiallar ayirmasiga nisbati bilan o'lchanadigan kattalikka aytiladi:

$$C = \frac{q}{V_1 - V_2} \quad (2-8)$$

bunda V_1, V_2 deb olinadi. Endi biz bu sig'imni kondensatorning o'lchamlarini xarakterlovchi kattaliklar orqali ifodalaylik. Ma'lumki, kondensator qoplamlari orasidagi maydon kuchlanganligi (2-2) ga asosan:

$$E = 4\pi\sigma$$

Bunga σ ning $\sigma = \frac{q}{S}$ ifodasini qo'ysak,

$$E = \frac{4\pi q}{S} \quad (2-9)$$

bundan

$$q = \frac{E \cdot S}{4\pi}$$

Ikkinchi tomondan,

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d} \quad (2-10)$$

Demak, $q = \frac{(V_1 - V_2) \cdot S}{d \cdot 4\pi}$ Buni sig'imning (2-8) formulasiga qo'yib

$$C = \frac{S}{4\pi d} \quad (2-11)$$

ni topamiz.

Shunday qilib, yassi kondensatorning sig'imi qoplamlarining yuziga to'g'ri proporsional, ular orasidagi masofani 4π ga ko'paytmasiga teskari proporsional ekan.

Agarda yassi kondensatorning sig'imini SI sistemada yozadigan bo'lsak

$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 \cdot S}{d}$ bo'ladi.

2. Sferik kondensator.

Sferik kondensator radiusi r_1 ga teng bo'lgan metall shar va tashqarisidan o'ralgan r_2 radiusli yarim metall shardan iborat. Bu A va B sharlar kondensatorning qoplamlari xisoblanadi (21-b rasm). Bu qoplamlar orasidagi maydon potentsiallari ayirmasi

$$V_1 - V_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2-12)$$

ga teng bo'ladi. Bu maydonni faqat A shar hosil qiladi. B sharining ichkari qismida zaryad yo'q.

(2-12) ni olib borib (2-7) ga qo'yilsa, sferik kondensatorning sig'imini hisolash uchun quyidagi

$$C = \frac{q}{\frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \quad (2-13)$$

formulaga ega bo'lamiz. Agar $r_2 \rightarrow \infty$ desak, yakkalangan sharining sig'imini g'isoblash formulasi kelib chiqadi. Bunda

$$\frac{1}{r_2} \rightarrow 0, \quad C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1 \quad (2-14)$$

bo'ladi. Agar $r_2 > r_1$ bo'lsa, u holda

$$\frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1 r_2}{r_2 - r_1} > 4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1$$

ya'ni sferik kondensatorning sig'imi katta bo'ladi. endi agar r_1 bilan r_2 ning oralig'i juda ham yaqin bo'lsa va ℓ ga teng deb olsak, u holda $r_1 \approx r_2 = r$ bo'lib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$C = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}{\ell} = \frac{\epsilon\epsilon_0 4\pi r^2}{\ell} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{\ell}$$

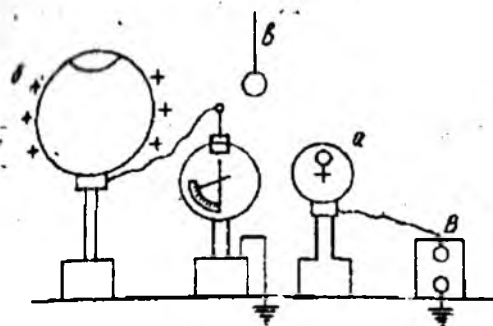
ya'ni yassi kondensatorning sig'imi kelib chiqadi. Demak, bu holda sferik kondensatorning sig'imini hisoblash uchun yassi kondensatorning sig'imidan foydalansak bo'lar ekan.

4 §. VAN - DE - GRAAF GENERATORI

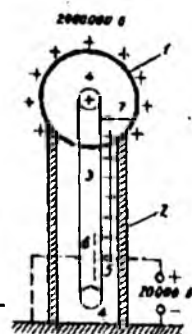
Ma'lumki, zaryadlar faqat o'tkazgich sirtida joylashadi. Mana shundan foydalanib elektrostatik generatorlar yasaladi. Elektrostatik generatorlardan foydalanib yuqori kuchlanishlar hosil qilinadi. Elektrostatik generatorlarning ishlash prinsipini quyidagi tajribalardan tushuntirish mumkin.

a sharcha oyoqchaga o'rnatilib, kuchlanish manbai B ga ulangan (22-rasm). Bu sharchaning yoniga oyoqchaga o'rnatib va elektrometr ga ulangan b yarim sharni joylashtiramiz. a va b sharchalarni metall sterjen yordamida ulab uzamiz. Bu vaqtda b sharcha a sharchaning zaryadigacha zaryadlanib qoladi. Shundan keyin biz izolyatsiyalangan sterjenga ulangan b sharchani olib, a sharchaga tekkizgandan keyin olib borib b yarim sharning ichiga tekkizamiz. Ya'ni ta'sir orqali b yarim sharchaning zaryadini oshira boramiz. Shunday yo'l bilan b dagi kuchlanishni bir necha barobar oshirishimiz mumkin.

Elektrostatik generatorning ishlash prinsipi mana shu hodisaga asoslangan. Elektrostatik generatorni birinchi marta Van - de - Graaf qurgan. Shuning uchun ham elektrostatik generatorlar Van - de - Graaf generatori deb ataladi. U quyidagicha tuzilgan (23-rasmga qarang).



22-rasm



23-rasm

O'tkazgichning 1 ikkita metall kolonna 2 ga o'rnatilgan. Kolonnalar o'rtasidan cheksiz lenta 3 o'tadi, u shkiv 4 ga o'rnatilgan. Bu lenta 22 - rasmdagi v sharcha rolini o'ynaydi. Lenta uchlik 5 orqali zaryadlanadi. Lentaning zaryadini oshirish uchun uning orqa tomoniga yerga ulangan plastinka 6 o'rnatilgan. Lenta uchliklar sistemasi 7 ning oldidan o'tib ketayotib, unga to'la zaryadini beradi. Uchliklar sistemasi sharsimon o'tkazgichga ulangan. Ana shuning uchun uning zaryadi to'la o'tkazgichga o'tadi, sharning kuchlanishi ortadi.

Elektrostatik generatorlar yordamida 3-5 mln. volt kuchlanish olish mumkin. Elektrostatik generatorlar zaryadlangan zarrachalarni tezlashtirishda foydalaniladi.

Bunday generatorlarning balandligi 10-15 metr bo'lib, sharsimon o'tkazgich diametri bir necha metrlarga yetadi.

Mustahkamlash savollari

1. O'tkazgich zaryadlanganda zaryadlar o'tkazgichning qayerida joylashadi va nima sababdan?
2. O'tkazgich ichida zaryadlar qanday bo'ladi?
3. O'tkazgich sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi qanday bo'ladi?
4. O'tkazgich elektr sig'imi deganda nimani tushunasiz?
5. Sig'im qanday o'lchov birliklarida o'lchanadi?
6. 1 farada sig'im deganda qanday o'tkazgichning sig'imini tushunasiz?
7. Yakkalangan o'tkazgichnin, yassi kondensatorning, sferik kondensatorlarning sig'imining ifodasini yozib bering.
8. Van-de-Graaf generatorining ishlash prinsipini tushuntiring.

III BOB

DIELEKTRIKLARDAGI ELEKTR MAYDON

1 §. DIELEKTRIKLARDAGI MAYDON KUCHLANGANLIGI.

Biz bilamizki, birorta jism zaryadlandi degan so'z, u jismdagi elektronlar soni ortib ketdi yoki kamayib ketdi degan so'zdir. Ma'lumki, biror jism musbat zaryadlansa, demak, unda manfiy zaryadlarga nisbatan musbat zaryadlar ortib ketadi, deb tushuniladi va aksincha. Zaryadlash vaqtida jisimga uzatilgan zaryadlar erkin zaryadlar deb ataladi.

Dielektriklar tashqi elektrostatik maydonga kiritilsa, bog'langan zaryadlar hosil bo'ladi va bu zaryadlar qo'shimcha maydon hosil qiladi. dielektrik kiritilmasdan avval maydon E_0 bo'lib, dielektrik kiritilgandan keyin E' qo'shimcha maydon hosil bo'lsa, u holda umumiy maydon

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \quad (3-1)$$

bo'ladi. endi biz zaryadlangan o'tkazuvchan sharni o'rab turgan dielektrikdagi maydon kuchlanganligini ko'raylik.

radiusi R va zaryadi q bo'lgan o'tkazuvchan shar dielektrikka bostirilgan bo'lsin deylik. Shar markazidan r masofada joylashgan A nuqtadagi maydon kuchlanganligi:

SGSE sistemada $E_0 = \frac{q}{r^2}$

Si sistemada $E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$

Shar ichida maydon kuchlanganligi nolga teng. maydon ta'sirida dielektrik qutblanadi va uning shar sirtiga tutashgan sirtida shar zaryadi q ga teskari ishorali q' bog'langan zaryadlar vujudga keladi. Ularning zichligi:

$$-\delta = -\chi E_p \quad (3-2)$$

E_p - shar sirti yaqinida dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi. Shar sirti $4\pi R^2$ ga teng. shuning uchun

$$q' = -\delta' 4\pi R^2 = 4\pi R^2 \chi E_p \quad (3-3)$$

Bu zaryad zaryadlangan sharga konsentrik bo'lgan sferik sirt bo'ylab joylashganligi uchun uning A nuqtada hosil qilgan maydon kuchlanganligi

$$E' = \frac{q'}{r^2} = -\frac{4\pi R^2 \chi E_p}{r^2} \quad (3-4)$$

Zaryadlangan o'tkazuvchan sharning maydon kuchlanganligi va bir jinsli dielektrikdagi tekis zaryadlangan shar sirtining maydon kuchlanganligi shar markazidan hisoblangan masofa kvadratiga teskari proporsional ravishda kamayadi:

$$\frac{E_p}{E} = \frac{r^2}{R^2}, \quad \text{bundan} \quad E_p = E \cdot \frac{r^2}{R^2}$$

Bu holda A nuqtadagi umumiy maydon kuchlanganligi:

$$E = E_0 + E' = \frac{q}{r^2} + \frac{q'}{r^2} = \frac{q}{r^2} - \frac{4\pi R^2 \chi E_p}{r^2} = \frac{q}{r^2} - \frac{4\pi R^2 \chi}{R^2} \cdot \frac{r^2 E}{r^2} = \frac{q}{r^2} - 4\pi \chi E$$

$$P_t = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_{i=1}^n P_{ti} \right)$$

$$E(1 + 4\pi\chi)r^2 = q, \quad E = \frac{q}{(1 + 4\pi\chi)r^2} \quad (3-5)$$

$1 + 4\pi\chi = \epsilon$ ekanligidan:

$$E = \frac{q}{\epsilon r^2} = \frac{E_0}{\epsilon}, \quad \vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\epsilon} \quad (3-6)$$

Demak, dielektrikdagi maydon kuchlanganligi erkin zaryadlar vujudga keltirgan maydon kuchlanganligi E_0 dan ϵ marta kichik ekan.

2 §. DIELEKTRIKLAR. DIELEKTRIK DOIMIY

Agar kondensator qoplamlari orasi bo'sh bo'lganida uning sig'imi C_0 bo'lsa, uning qoplamlari orasini biror dielektrik bilan to'ldirganimizda sig'imi ortadi:

$$C = \varepsilon C_0 \quad (3-7)$$

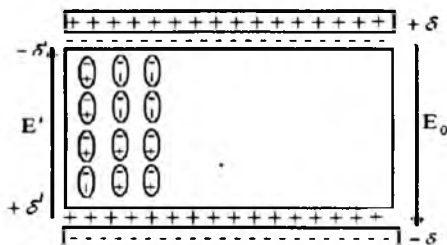
ε - kondensator qoplamlari orasida dielektrik bo'lganda kondensator sig'iminin necha marta ortishini ko'rsatadi va dielektrik doimiy deb ataladi.

ε birdan boshlab bir necha o'nlargachaqiymat qabul qiladi, masalan:

$$\varepsilon_{\text{kerosin}} = 2 \quad \text{va} \quad \varepsilon_{\text{suvi}} = 81$$

Nima uchun dielektrik kiritilganda kondensatorning sig'imi ortadi, degan savol tug'ilishi tabiiydir

Aytaylik, yassi kondensator qoplamlari $+\delta$ va $-\delta$ zichlik bilan zaryadlangan bo'lsin (24-rasm).



24-rasm

Agar biz uning orasiga dielektrik joylashtirsak, uning molekullari maydonda tartib bilan joylashib qoladi. Bunda dielektrik sirtida $+q$ tomonida manfiy zaryadlar, $-q$ tomonida musbat zaryadlar induksiyanadi. Dielektrikda induksiyalangan zaryadlar bog'langan zaryadlar deb ataladi. Bu bog'langan zaryadlar $+\delta'$ va $-\delta'$ zichlikka ega bo'ladi va kondensator maydon kuchlanganligiga qarama - qarshi yo'nalgan dielektrik maydon kuchlanganligini hosil qiladi, u holda umumiy kuchlanganlik:

$$E = E_0 - E'$$

Demak, dielektrik kiritilgandan keyin maydon kuchlanganligi kamayar ekan. Binobarin, qoplamlar orasidagi potentsiallar farqi ham kamayadi. Sig'im potentsiallar farqiga teskari proporsionalligidan, qoplamlar orasiga dielektrik kiritilganida kondensatorning sig'imi ortadi. Endi δ' ni hisoblab chiqaramiz.

$$E = E_0 - E'$$

SGSE sistemada: $E_0 = 4\pi\delta$, $E' = 4\pi\delta$

U holda

$$E = 4\pi(\delta - \delta') \quad (3-8)$$

Bundan tashqari,

$$E = \frac{E_0}{\epsilon} = \frac{4\pi\delta}{\epsilon} \quad (3-9)$$

(3-8) va (3-9) dan: $\delta' = \frac{4\pi\delta - E}{4\pi} = \frac{\epsilon E - E}{4\pi} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E$;

$$\frac{\epsilon - 1}{4\pi} = \chi, \quad \delta' = \chi E$$

SI sistemada:

$$E_0 = \frac{\delta}{\epsilon_0}, \quad E = \frac{\delta'}{\epsilon_0}$$

$$E = \frac{1}{\epsilon_0}(\delta - \delta') \quad (3-10)$$

$$E = \frac{E_0}{\epsilon} = \frac{\delta}{\epsilon\epsilon_0} \quad (3-11)$$

(5-10) formuladan quyidagi ifodalarni olamiz:

$$E \cdot \epsilon_0 = \delta - \delta',$$

$$\delta' = \delta - E\epsilon_0 = \epsilon\epsilon_0 E - \epsilon_0 E = E(\epsilon - 1),$$

$$\epsilon_0(\epsilon - 1) = \chi$$

χ - qutblanish koeffitsiyenti deb ataladi. Demak,

$$\delta' = \chi E \quad (3-12)$$

3 §. DIELEKTRIKLARNING QUTBLANISHI. QUTBLANISH VEKTORI.

Biz dielektrik molekularini dipol deb qarashimiz mumkin, chunkidielektrikning har bir molekulasida musbat yadro va uning atrofida

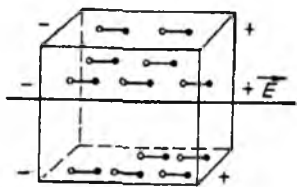
harakatlanib turadigan elektronlardan iboratdir. Ma'lumki, yadroning zaryadi soni qiymati jihatidan elektronlar zaryadlarining yig'indisiga teng, shuning uchun dielektrik molekulasini umuman neytral bo'ladi. Lekin bu moddaning molekulasini elektr xususiyatlariga ega emas degan so'z emas. Yadroning hamma musbat zaryadlarini $+q$ zaryad bilan (musbat q hamma musbat zaryadlarning og'irlik markazida joylashgan), hamma manfiy zaryadlarni ularning og'irlik markazida joylashgan bitta umumiy $-q$ bilan belgilab, dielektrik molekulasini dipol deb qarash mumkin bo'ladi. Demak, bu molekula $\vec{P}$, dipol momentiga ega va o'z atrofida maydon hosil qila oladi.

Ba'zi dielektriklarning, masalan, H_2 - vodorod, N_2 - azot, CCl_4 - uglevodorod va hokazolarning molekularida elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashgan. Bunday molekularning musbat va manfiy zaryadlarining og'irlik markazlari tashqi maydon bo'lmaganda ustma - ust tushadi va molekulaning dipol momenti P , nolga teng bo'ladi, ya'ni: $\vec{P}_i = 0$, shuning uchun bunday dielektriklarning molekulari qutbsiz molekular deb ataladi.

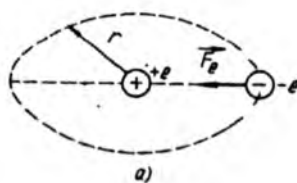
Ko'pgina dielektriklar molekularida elektronlar yadroga nisbatan asimmetrik joylashmagan bo'ladi, bu holda musbat va manfiy zaryadlar og'irlik markazlari mos tushmaydi va bunday dielektrik molekulari o'zgarmas $\vec{P}$, dipol momentiga ega bo'ladi. Mana shu xil dielektriklar molekulari qutbli molekular deb ataladi. Bu tip dielektriklarga suv H_2O , vodorod xlorid HCl va hokazolar kiradi.

Ma'lumki, har qanday dielektrik maydonga kiritilganda qutblanadi. Mana shu hodisani o'rganish uchun dielektrikning dipol molekularidan bir nechtasini olaylik. Qutbli molekulalardan tashkil topgan dielektrik maydonda bo'lmagan holda, tartibsiz issiqlik harakati natijasida dipollar xotik joylashadi. Shuning uchun dielektrikning muayyan Δv hajmida joylashgan molekular momentlarining vektor yig'indisi nolga teng bo'ladi, bunday

dielektriklar tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda dielektrikning molekullari xususiy momentlarining yo'nalishi tashqi amydon kuchlanganligi yo'nalishi bilan ustma - ust tushguncha buriladi. (25-rasm).



25-rasm



26-rasm

Agar qutbsiz molekuli dielektrik elektr maydonga joylashtirilsa, elektron orbitalarning deformatsiyasi tufayli dipol momentlariga ega bo'ladi. Masalan, vodorod atomini maydonga joylashtirilganda nima bo'lishini ko'raylik. soddalik uchun elektron yadro atrofida (vodorod atomida) radiusi r ga teng bo'lgan aylana bo'ylab aylanayotibdi, deylik (ya'ni orbita radiusi r ga teng bo'lgan aylanadan iborat bo'lsin) (26-rasm).

Agar tashqi maydon bo'lmasa, elektronga faqatgina F_e kulon kuchi ta'sir qiladi.

$$F_e = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (3-13)$$

bunda e - elektronning zaryadi, $(-e)$ - yadroning zaryadi, r - elektron orbitasining radiusi; $\epsilon = 1$, chunki yadro va elektron vakuumda joylashgan.

Mana shu F_e kuch markaziga intilma kuch hamdir, ya'ni

$$F_e = \frac{mv^2}{r} = \omega^2 mr$$

Shuning uchun

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\omega^2 r \quad (3-14)$$

bunda m - elektronning massasi, ω esa uning orbita bo'ylab burchak tezligi.

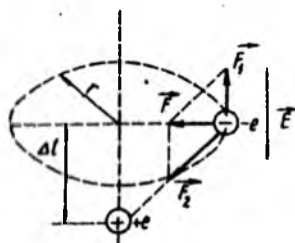
Endi vodorod atomiga tashqi maydon ta'sir qilayotgan bo'lsin. uning maydon kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ elektron orbitasi tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan bo'lsin. bu maydon ta'sirida elektronning orbitasi deformatsiyalanadi, natijada orbita Δl masofaga maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ga qarma - qarshi yo'nalishda ko'chadi (27- rasm). Orbitaning radiusi bilan elektronning burchak tezligi ω o'zgarmaydi, deb hisoblaymiz. Bunda elektronga ta'sir qilayotgan kuch elektronga maydon tomondan ta'sir qiluvchi $\vec{F}_1$ kuch va yadro tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarning teng ta'sir etuvchisidan iborat bo'ladi (bunda $\Delta l \ll r$):

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 \quad (3-15)$$

bunda

$$F = m\omega^2 r \quad (3-16)$$

$$F_1 = eE \quad (3-17)$$



27-rasm

27-rasmdan ko'rinib turibdiki:

$$\frac{\Delta l}{r} = \frac{F_1}{F} = \frac{eE}{m\omega^2 \cdot r}, \quad (3-18)$$

bundan

$$\Delta l = \frac{e}{m\omega^2} E$$

Demak, elektron orbitasining maydon ta'sirida siljishi maydon kattaligiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan. Siljish natijasida dipol hosil bo'lib, bu dipol momenti

$$\vec{P}_i = e\Delta\vec{r} = \frac{e^2}{m\omega^2} \vec{E}$$

ga teng bo'ladi. (3-14) dan foydalanilsa: $\frac{e^2}{m\omega^2} = 4\pi\epsilon_0 r^3$ va

$$\vec{P}_i = 4\pi\epsilon_0 r^3 \vec{E} = \epsilon_0 \alpha \vec{E}$$

$\alpha = 4\pi r^3$ atom radiusining uchinchi darajasiga, ya'ni atom hajmiga proporsional bo'lib, atomning qutblanuvchanligi deyiladi.

$\vec{P}_i$ momentning yo'nalishi $\vec{E}$ ning yo'nalishi bilan bir xil:

$$\vec{P}_i = \epsilon_0 \alpha \vec{E} \quad (3-19)$$

Endi qutbli va qutbsiz molekullali dielektriklarning tashqi maydondagi tabiatini bilgandan keyin qutblanish vektoriga ta'rif bersak bo'ladi. agar biz biror dielektrikning v hajmini maydonga joylashtirsak, dielektrikning qutblanish vektori deb, mana shu ko'rilaotgan hajm elektr momentining hajm nolga intilgandagi limitiga nisbatiga aytiladi, ya'ni

$$\vec{P}_t = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_{i=1}^n P_{t_i} \right) \quad (3-20)$$

bunda n - v hajmdagi dipollar soni.

P_{t_i} - i nchi dipolning momenti. Agar qutbsiz molekullali dielektrik bo'lsa,

$$\vec{\rho}_t = n_0 \vec{\rho}_i$$

bunda n_0 - birlik hajmdagi molekullalar soni, (3-19) dan foydalanib,

$$\vec{\rho}_t = n_0 \epsilon_0 \alpha \vec{E} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (3-21)$$

ga ega bo'lamiz. $\chi = n_0 \alpha$ - moddaning dielektrik singdiruvchanligi yoki dielektrik birlik hajmining qutblanuvchanligi deyiladi.

4 §. ELEKTROSTATIK INDUKSIYA VEKTORI.

Bo'shliqdagi elektrostatik maydonni o'rganayotganimizda kuchlanganlik chiziqlari tushunchasini kiritgan edik. Kuchlanganlik chiziqlarining xususiyati shundaki, bu chiziqlar bir xil zaryadlardan ikkinchi xil zaryadlargacha uzluksiz davom etadilar yoki cheksizlikka ketadilar. Dielektrlarda esa bunday bo'lmaydi. Ularning bo'linish chegaralarida bog'langan zaryadlar vujudga keladi va kuchlanganlik chiziqlarining bir qismi shu zaryadlardan boshlanadi yoki ularda tugaydi. Demak, kuchlanganlik chiziqlari ularning bo'linish chegarasidan uzluksiz o'tmaydi. Shuning uchun Ostrogradskiy – Gauss teoremasi o'z ko'rinishida ma'nosini yo'qotadi.

lekin dielektrik ichidagi maydonni xarakterlash uchun dielektrlardan va ularning bo'linish chegarasidan uzluksiz o'tuvchi yangi $\vec{D}$ vektorini kiritish mumkin. Mana shu vektorni elektrostatik induksiya vektori deb ataladi va u kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (3-22)$$

bunda ϵ - dielektrik doimiyning dielektrikning $\vec{D}$ aniqlanayotgan nuqtasidagi qiymati.

$\vec{D}$ ni boshqa ko'rinishda ham ifodalash mumkin. Ma'lumki,

$$\frac{\epsilon - 1}{4\pi} = \chi, \quad \epsilon = 1 + 4\pi\chi$$

Bundan SGSE sistemada:

$$\vec{D} = (1 + 4\pi\chi)\vec{E} = \vec{E} + 4\pi\chi\vec{E} \quad (3-23)$$

lekin $\chi\vec{E} = \vec{P}_t$ - qutblanish vektori. Demak, $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}_t$ ya'ni induksiya vektori maydonning $\vec{E}$ kuchlanganlik vektori bilan 4π ga ko'paytirilgan $\vec{P}_t$ qutblanish vektorining yig'indisi bilan ifodalanadi.

$$\text{SI sistemada} \quad \chi = \epsilon_0(\epsilon - 1) = \epsilon\epsilon_0 - \epsilon_0 \quad (3-23')$$

bundan

$$\varepsilon = \frac{\chi + \varepsilon_0}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{\chi}{\varepsilon_0} \quad \varepsilon = 1 + \frac{\chi}{\varepsilon_0} \quad (3-23//)$$

buni (3-22) ga qo'yamiz:

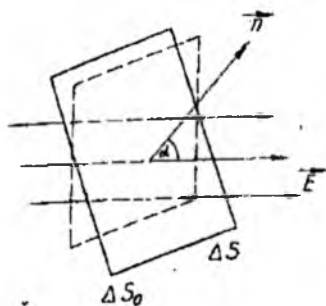
$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \left(1 + \frac{\chi}{\varepsilon_0}\right) \vec{E} = \vec{E} + \frac{1}{\varepsilon_0} \vec{P}, \quad \vec{D} = \vec{E} + \frac{1}{\varepsilon_0} \vec{P} \quad (3-24)$$

(3-22) dan ko'rinadiki, $\vec{D}$ induksiya vektori har bir nuqtada $\vec{E}$ kuchlanganlik vektori bilan bir xil yo'nalgan, son qiymati jihatidan $\vec{E}$ dan ε marta katta, bo'shliqda esa ikkalovi bir xil bo'ladi.

Demak, biz xuddi kuchlanganlik chiziqlari kabi induksiya vektori chiziqlarini ham o'tkazishimiz mumkin. Induksiya vektori chiziqlari shunday chiziqlarki, ularning har bir nuqtasiga induksiya vektori urinma bo'lib, yo'nalgan bo'ladi. Demak, induksiya vektor chiziqlari $\vec{D}$ ni son qiymati jihatidan xarakterlamasdan, balki yo'nalish jihatidan xarakterlar ekan. Endi induksiya vektori chiziqlari yo'nalishiga perendikulyar bo'lgan ΔS_0 yuzachadan induksiya chiziqlarini shunday o'tkazaylikki, shu chiziqlar sonini ΔS_0 yuzachaga nisbatan son qiymat jihatidan induksiya vektorining yuzacha sohasidagi qiymatiga teng bo'lsin, ya'ni:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = D \quad (3-25)$$

Agar biz ixtiyoriy ΔS yuzachani olsak (28-rasm), u holda



28-rasm

$$N = D\Delta S_0 = D\Delta S \cos \alpha = D_n \Delta S \quad (3-26)$$

bu yerda D_n - induksiya vektorining yuzachaga o'tkazilgan normalga proyeksiyasi. ΔN ni ΔS yuzachadan o'tgan induksiya vektori oqimi deb hisoblash mumkin. Endi agar butun soha bo'ylab induksiya vektori oqimini qaraydigan bo'lsak, u holda sohani mayda ΔS yuzachalarga bo'lib, ulardagi oqimlarning yig'indisi olinadi:

$$N = \sum_s D_n \Delta S \quad (3-27)$$

5 §. DIELEKTRIKLAR UCHUN OSTROGRADSKIY - GAUSS TEOREMASINING IFODASI.

Faraz qilaylik, q_0 zaryadlar sistemasi E_0 maydon hosil qilayotgan bo'lsin. Agar biz bu maydonga dielektrik kiritsak, u qutblanadi va q' bog'langan zaryadlar hosil bo'ladi. Ostrogradskiy - Gauss teoremasiga asosan dielektrikni o'rab turuvchi yopiq sirtidan o'tadigan kuchlanganlik oqimi shu sirt ichidagi zaryadning 4π ga ko'paytmasiga teng edi, ya'ni:

$$\sum E_n \Delta S = 4\pi(q_1 + q') \quad (3-28)$$

$(q_0 + q')$ - dielektrikni o'rab turuvchi sirt ichidagi zaryad. Endi q' bog'langan zaryadlar qanday bo'lishini hisoblaymiz.

Ma'lumki, dielektrik ichida zaryadlar bir - birini kompensatsiyalab turadi, kompensatsiyalanmagan zaryadlar esa faqat sirt bilan kesib o'tilgan joyidagina hosil bo'ladi. ΔS sirt elementi olamiz va shu ΔS sirt kesib o'tgan molekulalarni hisoblaymiz. Bu sirt ℓ yo'nalish bo'ylab (ℓ - dipol yelkasi) sirtning har ikkala tomonidan $\frac{\ell}{2}$ dan ortiq bo'lmagan masofada joylashgan (markazlari joylashgan) molekulalarni kesib o'tadi. Demak, ΔS element shunday molekulalarni kesib o'tadiki, ularning markazlari asosi ΔS , yasovchisi ℓ bo'lgan silindr ichida joylashgan bo'ladi. Hajm birligidagi molekulalar soni

n_0 dipol o'qlari bilan ΔS ga o'tkazilgan normal orasidagi burchak α bo'lsa, u holda ΔS kesib o'tgan molekulalar soni

$$n = n_0 \Delta S \ell \cos \alpha \quad (3-29)$$

bo'ladi. Agar α o'tkir burchak bo'lsa, u holda har bir kesilgan molekula ΔS sirt ichida q zaryad hosil qiladi. Shunday qilib, ΔS kesib o'tgan molekulalar S sirt ichida - $qn \ell \Delta S \cos \alpha$ kattalikka teng bo'lgan kompensatsiyalanmagan manfiy zaryad hosil qiladi. Yuqoridagi ifodada $q \ell n = P$, dir, ya'ni hajm birligi momenti, demak, muhitning qutblanish vektoridir. Shunday qilib, ΔS element kesib o'tgan molekulalar hosil qilgan ortiqcha zaryad

$$-P_n \cos \alpha \Delta S$$

bo'lar ekan, bunda $P_{\ell_n} - \Delta S$ ga o'tkazilgan $\vec{n}$ normalga qutblanish vektorining proyeksiyasi.

Butun S sirt ichidagi to'la zaryadni topish uchun barcha ΔS elementlardagi zaryadlarning yig'indisini olamiz:

$$Q = -\sum P_n \Delta S \quad (3-30)$$

Buni (3-28) ga qo'ysak,

$$\sum E_n \Delta S = 4\pi (Q \sum P_n \Delta S)$$

yoki

$$\sum (E_n + 4\pi P_{\ell_n}) \Delta S = 4\pi q \quad (3-31)$$

$E + 4\pi P_n$ esa elektrostatik induksiya vektori $\vec{D}$ ni beradi, shuning uchun $\sum D_n \Delta S = 4\pi q$ (3-32) mana shu dielektrik uchun Ostrogradskiy - Gauss teoremasining ifodasidir. Demak, elektrostatik induksiya vektorining ixtiyoriy yopiq sirtidan o'tuvchi oqimi sirt ichidagi erkin zaryadning 4π ga ko'paytirilganiga teng bo'ladi.

SI sistemada:

$$\sum E_n \Delta S = \frac{1}{\varepsilon_0} (q_0 + q') = \frac{1}{\varepsilon_0} (q_0 - \sum P_{i_n} \Delta S),$$

$$\sum E_n \Delta S + \frac{1}{\varepsilon_0} \sum P_{i_n} \Delta S = \frac{1}{\varepsilon_0} q_0,$$

$$\sum (E_n + \frac{1}{\varepsilon_0} P_n) \Delta S = \frac{1}{\varepsilon_0} q_0,$$

$$\sum D_n \Delta S = \frac{1}{\varepsilon_0} q_0 \quad (3-32)$$

6 §. SEGNETOELEKTRIKLAR.

Ba'zi bir kimyoviy birikmalar qattiq holatda juda ajoyib va qiziq dielektrik xususiyatga ega bo'ladi. Bunday xususiyatlar birinchi marta segnet tuzi kristallida topildi va shuning uchun mana shunday dielektriklar segnetoelektriklar (yoki ferroelektriklar) deb atala boshlandi. Segnet tuzining dielektrik xususiyatlari Kurchatov va Kobeko tomonidan 1930 yilda tekshirilgan.

Segnet tuzining ifodasi: $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$.

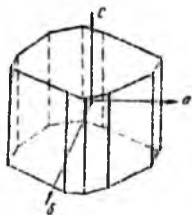
Uning kristallari rombik sistemasiga kiradi va 29- rasmda ko'rsatilgan ko'rinishga ega. Segnet tuzi kristali anizotropdir. Segnet tuzi kristalini tashqi maydonga shunday joylashtiraylikki, maydon kuchlanganligi uning α kristallografik o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lsin.

Segnet tuzining temperaturasining ma'lum bir oralig'ida uning dielektrik doimiysi 10000 ga teng bo'ladi. bu uning birinchi segnetoelektrik xususiyatidir. Uning ikkinchi xususiyati induksiya vektorining maydon kuchlanganligiga bog'liqligini tekshirishda ko'rinadi. Uning induksiya vektori maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ga proporsional bo'lmas ekan. Bundan uning

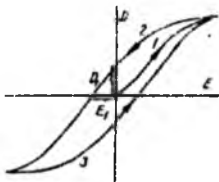
dielektrik doimiysi $\bar{E}$ ga bog'liq degan xulosaga kelamiz. Demak, segnetoelektrlarning dielektrik doimiylari maydon kuchlanganligiga bog'liq ekan. Bu bog'lanishlar har xil segnetoelektriklar uchun har xil bo'ladi.

Segnetoelektrlarning uchinchi xususiyati shundan iboratki, ularda induksiya vektori faqat maydon kuchlanganligigagina bog'liq bo'lmasdan, balki ularning qutblanish holatiga ham bog'liq bo'lar ekan. Bu holda hodisa dielektrik gisterizisi deb ataladi.

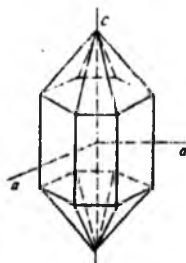
Maydon kuchlanganligi ortib borishi bilan $\bar{D}$ ham 1 egri chiziq bo'ylab o'sa boradi (30 - rasm). Undan keyin biz $\bar{E}$ ni kamaytirsak, $\bar{D}$ 2 chiziq bo'ylab kamayadi. Elektr maydon nolga teng bo'lib qolganda $\bar{D}$ nolga teng bo'lmasdan, balki qandaydir bir $\bar{D}_1$ qiymatga ega bo'ladi. Demak, segnet tuzida qoldiq qutblanish bo'lar ekan va segnet tuzi hatto maydon bo'lmaganda ham qutblangan holda qolar ekan. Mana shu qoldiq qutblanishni yo'qotish uchun avvalgi yo'nalishga teskari yo'nalishda maydon hosil qilishi kerak. Ya'ni $\bar{E}$ elektr maydonning keyingi o'zgarishlarida $\bar{D}$ ning o'zgarishi rasmdagi xalqasimon egri chiziq bilan tasvirlanadi. Mana shu berk egri chiziq gisterezis xalqasi deyiladi.



29-rasm



30-rasm



31-rasm

Bu ko'rsatilgan xususiyatlarga barcha segnetoelektriklar ham ega bo'ladi.

Segnetoelektrik xususiyatlar jismning temperaturasi bog'liq bo'ladi. Segnetoelektrikning temperaturasi ma'lum bir T_k temperaturadan ortgandan keyin uning barcha xususiyatlari yo'qolib, oddiy dielektrikka aylanib qoladi. Mana shu T_k temperatura Kyuri temperaturasi yoki Kyuri nuqtasi deb ataladi. Har xil segnetoelektriklar uchun Kyuri temperaturasi har xil bo'ladi.

Ayrim segnetoelektriklarning (masalan segnet tuzlari uchun) ikkita Kyuri temperaturasi bo'ladi (+22,5° C va -15°C) va uning segnetoelektrik xususiyatlari mana shu ikkita temperatura orasidagina namoyon bo'ladi.

7 §. PEZOELEKTR EFFEKT

Ma'lumki, dielektriklarni maydonga joylashtirganda qutblanadi. Tajribalarning ko'rsatishicha ayrim kristallar mexanik deformatsiyalangan ham qutblanar ekan. Bu xodisa Per va Kyuri tomonidan aniqlangan bo'lib, pezoelektr effekt deb ataladi. Kvars kristali (SiO_2) ni olib, u bilan tajriba o'tkazaylik. Kvars kristali olti qirrali prizma va ikki tomondan piramidalar bilan chegaralangan shaklga ega (31-rasm).

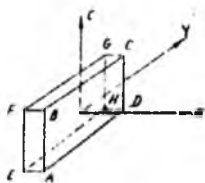
Kristallni optik o'qi C ga perpendikulyar ravishda siqilsa, u qutblanadi va uning sirtida bog'langan zaryadlar hosil bo'ladi. Biz mana shu kristalldan a o'qlig'a perpendikulyar qilib bir bo'lagini kesib olaylik (32-rasm). Agar mana shu bo'lak a o'qi bo'ylab siqilsa yoki cho'zilsa, ABSD va EFGH qirralarida bog'langan zaryadlar hosil bo'ladi (buni bo'ylama pezoelektr effekt deb ataladi). Agar kristall u bo'ylab siqilsa, unda ham ABSD va EFGH qirralarida qutblanish zaryadlari hosil bo'ladi (buni ko'ndalang pezoelektr effekt deb ataladi). Agar deformatsiya ishorasi o'zgartirilsa, ya'ni siqilmasdan cho'zilsa, u holda qutb zaryadlarining ishorasi ham o'zgaradi.

Tajribalardan ko'rinadiki, qutblanish vektori $\vec{P}$, mexanik deformatsiya kattaligiga proporsionaldir. Ma'lumki, deformatsiya kattaligi mexanik kuchlanishlarga, ya'ni birlik yuzga to'g'ri keladigan kuchga proporsionaldir.

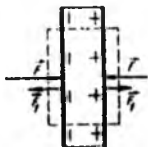
Demak, $\bar{P}_r$ kuchlanishga proporsional bo'lar ekan. Pezoelektr xususiyatga kvarsdan tashqari boshqa kristallar ham ega bo'ladilar. Ayniqsa, bu xususiyat segnet tuzida texnikada juda ko'p qo'llaniladi. Hozargi zamonda segnet tuzi texnikada juda kup qo'llaniladi. Lekin segnet tuzi juda mo'rt bo'lib, 68°C da erib ketadi. Uning ishchi temperaturasi $40^{\circ}\text{--}45^{\circ}\text{C}$. Pezoelektr zaryadlardan foydalansh uchun ular hosil bo'ladigan tomonlarga metall qoplamalari kiydiriladi. U holda bu metall qoplamalarda avvalgi zaryadlarga qarama-qarshi induksiyalangan zaryadlar hosil bo'ladi. Mana shu temir qoplamalarga elektrodlar orqali lampochka ulasak va qoplamaga rezinka bolg'acha bilan urilsa, har urilganda lampochka charaqlab yongani ko'riladi.

Pezoelektr effektning hosil bo'lish sababi asosan ion kristall panjaralarning surlishidan va bu panjaralarning har bir yacheykasi shaklining o'zgarishidandir.

Bu effektga qarama-qarshi teskari pezoelektr effekt ham bo'ladi (33-rayem). Biz ko'rdikki, pezoelektr effektida deformatsiya tufayli bog'langan zaryadlar hosil bo'ladi. Aksincha, metall qoplamalarga maydon kuchlanganligi berilsa, qoplama ichidagi kristall qutblanib deformatsiyalanar ekan. Teskari effektning sodir bo'lishi energiyaning saqlanish qonuni bilan bog'liqdir.



32-rasm



33-rasm



34-rasm

Masalan, birorta kristall plastinkasini har ikki tomondan siqilganda, pezoelektr effekt bo'lmasa, tashqi $\bar{F}$ kuchlarning bajargan ishi siqilganda plastinkaning potensial etsergiyasiga teng bo'ladi, Pezoelektr effekt bo'lgan holda plastinka qutblanadi va maydon hosil bo'ladi. Bu maydoi qo'shimcha energiyani ifodalaydi. Demak, $\bar{F}$ tashqi kuchlar ko'proq ish bajarishi natijasida plastinka

tomonidan unga qarshilik qiluvchi $\vec{F}_1$ teskari pezoelektr effekt kuchi hosil bo'ladi. Bu tajribadan to'g'ri va teskari effekt ishoralari orasidagi bog'lanishni ko'rish mumkin. Plastinka siqilganda qirralarida qandaydir zaryadlar hosil bo'ladigan bulsa, xuddi shunday zaryadlar hosil qiluvchi maydonga kiritsak, plastinka cho'zilar ekan. Deformatsiya ishorasi teskari effektda kuchlanganlik yo'nalishiga bog'liq bo'ladi. Masalan, bir yo'nalishda plastinka siqilsa, qarama-qarshi yo'nalishli maydonda plastinka cho'ziladi. Bu xususiyatdan texnikaviy maqsadlarda foydalansa bo'ladi. Mayealan, ikkita plastinka olib (ikkovi bir kvarsdan kesib olingan) yonma-yon joylashtirsak, ular baravar siqilib, baravar cho'ziladi; mana shunday pezoelement siqilib-cho'zilganda o'zgaruvchan elektr maydon hosil buladi.(34- rasm).

Mustahkamlash savollari

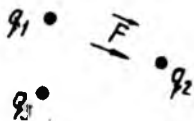
1. Dielektrik deganda nimani tushunasiz? Dielektrik doimiysi deganda-chi?
2. Bog'langan zaryadlar qanday zaryadlar?
3. Qanday dielektriklar qutbli dielektriklar deyiladi? Qanday dielektriklar qutbsiz dielektriklar deyiladi?
4. Qutblanish vektorining fizik ma'nosini aytib, matematik ifodasini yozib bering.
5. Elektrostatik induksiya vektori deganda nimani tushunasiz?
6. Induksiya vektori chiziqlari deganda nimani tushunasiz?
7. Dielektriklardagi maydon kuchlanganligining matematik ifodasini yozib bering.
8. Dielektriklar uchun Ostrogradskiy – Gauss teoremasining ifodasini yozib bering.
9. Segnetoelektriklar nima? Ular qanday xususiyatlarga ega?
10. Pezoelektr effekt nima? Bo'ylama pezoelektr effekt deb nimaga aytiladi?
11. Teskari pezoelektr effekt deganda nimani tushunasiz?
12. Pezoelektr effektdan qaerlarda foydalaniladi?

IV BOB

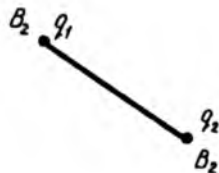
ELEKTR MAYDON ENERGIYASI

1 §. ZARYADLAR SISGEMASINING ENERGIYASI

Bizga zaryadlar sistemasi berilgan bo'lsin. Bu sistemaning o'zaro ta'sir energiyasi bo'ladi. Chunki bir zaryadni boshqa bir zaryad maydoniga kiritishda tashqi kuchlar Kulon kuchiga qarshi ish bajarishi kerak bo'ladi. Xuddi shuningdek, uchinchi zaryadni ikkita zaryad maydoniga kiritishda ham ish bajariladi va xokazo (35- rasm). Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra, sistemaga ta'sir etuvchi kuchlarning bajargan ishi sistema evergiyasining o'zgarishini bildiradi.



35-rasm



36-rasm

Masalan, bir-biridan r masofada joylashgav B_1 va B_2 nuqtalarda turgan q_1 va q_2 zaryadlar sistemasi energiyasini hisoblaylik. Buning uchun q_1 va q_2 zaryadlarni cheksizlikdan B_1 va B_2 nuqtalarga ko'chirishda bajarilgan ishlarni hisoblasak, biz evergiyani hisoblagan bo'lamiz. Birinchidan, q_1 zaryadni cheksizlikdan B_1 nuqtaga ko'chiraylik. (36- rasm). Bunda uni ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng bo'ladi. Chunki uning q_2 zaryad bilan ta'sir kuchi nolga teng. q_1 zaryadni B_1 nuqtaga joylashtirib, endi q_2 ni B_2 nuqtaga ko'chiramiz. Bu holda q_2 ni ko'chirishda bajarilgan ish q_2 zaryadning q_1 zaryad B_2 nuqtada hosil qilgan potensialidan cheksizlikdagi nuqtada hosil qilgan potensiallar ayirmasiga bo'lgan ko'paytmasiga teng bo'ladi:

$$A = q_2 \left(\frac{q_1}{r} - \frac{q_1}{\infty} \right) = q_2 \frac{q_1}{r} \quad (4-1)$$

Bu ish ikkita zaryad o'zaro ta'sir energiyasi W ning o'lchovi bo'ladi: $W = q_2 \frac{q_1}{r}$ zaryadning B_2 nuqtada vujudga keltirgan potensialini V_2 bilan belgilasak, yuqoridagi W ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$W = \frac{1}{2} \frac{q_1}{r} q_2 + \frac{1}{2} \frac{q_2}{r} q_1 = \frac{1}{2} V_2 q_2 + \frac{1}{2} q_1 V_1 = \frac{1}{2} q_1 V_1 + \frac{1}{2} q_2 V_2$$

$$\text{Shunday qilib, } W = \frac{1}{2} q_1 V_1 + \frac{1}{2} q_2 V_2 \quad (4-2)$$

Bundan ko'rinadiki, zaryadlar bir xil ishorali bo'lsa, energiyaning ishorasi musbat, har xil ishorali bo'lsa, energiyaning ishorasi manfiy bo'ladi.

(4-2) ifodani n ta zaryadlar sistemasi uchun umumlashtirsak, quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i V_i \quad (4-3)$$

bunda V_i - i dan boshqa hamma zaryadlarning i zaryad turgan joyda vujudga kelgiran potensial

2 §. ZARYADLI YAKKALANGAN O'TKAZGICHNING ENERGIYASI

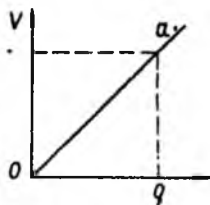
Endi q zaryadli yakkalangan o'tkazgichning energiyasini hisoblaylik. Yakkalangan o'tkazgich deganda atrofida zaryadlanishiga ta'sir ko'rsatadigan boshqa jismlar bo'lmagan o'tkazgichni tushunamiz. Jismni q zaryad bilan zaryadlaganda V potensialga ega bo'lsin. Jismni zaryadlashda birorta ish bajariladi, albatta. Masalan, dq zaryadni eng avval cheksizlikdan zaryadlanmagan jismga olib kelaylik, bunda ish bajarilmaydi, chunki dq ga ta'sir etadigan kuch bo'lmaydi. Jism dq zaryad bilan zaryadlangandan keyin yana unga cheksizlikdan dq zaryad olib keladigan bo'lsak, ish bajariladi va bu ish zaryadning dq zaryadli jism potentsiali bilan uning cheksizlikda hosil qilgan potentsiallari ayirmasiga bo'lgan ko'paytmasiga teng bo'ladi. Jism zaryad

bilan zaryadlanganda y potensialga ega bo'lsa, ular orasidagi bog'lanish quyidagicha:

$$q = CV \quad (4-4)$$

C - o'tkazgichning sig'imi.

O'tkazgichni zaryadlayotganda uning zaryadi orta boradi, shunga ko'ra uning potentsiali ham orta boradi. Bu $V = f(q)$ bog'lanish 37- rasmda ko'rsatilgan.



37-rasm

Demak, $V = f(q)$ bog'lanish koordinata boshidan o'gadigan to'g'ri chiziqni berar ekan. Endi o'tkazgichda biror q zaryad bor deb faraz qilaylik. Shu o'tkazgichga cheksizlikdagi biror nuqtadan cheksiz kichik dq zaryadni olib kelish uchun sarf bo'ladigan ishni hisoblaymiz. dq zaryad kichik bo'lgani uchun uni o'tkazgichga berganda o'tkazgichning potentsiali sezilarli darajada o'zgarmaydi, deb hisoblash mumkin. U holda bu dq zaryadni keltirishda bajarilgai ish shu zaryadni o'tkazgich potentsiali bilan bu o'tkazgichning cheksizlikda hosil qilgan potentsiallari ayirmasiga ko'paytmasiga teng bo'ladi. O'tkazgichning cheksizlikda hosil qiladigan potentsiali nolga teng, shuning uchun

$$dA = Vdq \quad (4-5)$$

Shunday qilib, jismni nol potentsialdan V potentsialgacha zaryadlanganda barcha zaryadlarini ko'chirishda bajarilgan to'la ish barcha elementar ishlarning yig'indisiga teng bo'lar ekan. Demak, to'la ish bu elementar ishning noldan q gacha integrallanganiga tengdir:

$$A = \int_0^q V(q) dq$$

(7-4) dan $dq = Cdv$ bo'ladi, u holda:

$$A = \int_0^V CVdV = C \int_0^V VdV = C \frac{V^2}{2}$$

Bu ish zaryadlangan jismning energiyasini bajaradi. Demak,

$$W = C \frac{V^2}{2} \quad (4-6)$$

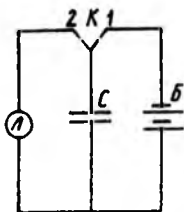
$$C \text{ ni (4-4) dan keltirib qo'ysak: } W = \frac{q}{V} \cdot \frac{V^2}{2} = \frac{qV}{2} \quad (4-7)$$

V ni ham (4-4) dan qo'ysak, ya'ni uni zaryad va sig'im orqali ifodalasak:

$$W = \frac{q \cdot q}{2C} = \frac{q^2}{2C} \quad (4-8)$$

3 §. ZARYADLANGAN KONDENSATORNING ENERGIYASI.

Agar kondensator qoplamlariga metall sim ulab berk zanjir hosil qilsak, zanjirda tok hosil bo'ladi (38-rasm).



38-rasm

Bunda kondensator sim orqali razryadlanadi va sim isiydi, bundan kondensator energiyaga ega deb hisoblashimiz mumkin. Masalan, kondensator plastinkalarini avval batareya bilan ulasak, kondensator batareya, kuchlanishga erishguncha zaryadlanadi. Bundan keyin

kondensatorni lampochka bilan ulasak, u lampochka orqali razryadlanadi, ya'ni lampochka yonadi.

Endi biz mana shu kondensatorning energiyasini xisoblaylik. Dastavval uning zaryadlanishini qaraydigan bo'lsak, boshda neytral bo'lgan plastinkalar cheksiz kichik $+dq$ elektr miqdorlarni bir plastinkadan ikkinchisiga ko'chirish natijasida asta – sekin zaryadlana boradi. Bunda bir plastinkaning musbat zaryadi ortib boradi, ikkinchisniki esa shuncha kamayadi yoki manfiy zaryadi shuncha oshadi. Shunday qilib, zaryadlanish protsessida hamma vaqt ikkala plastinkada bir – biriga teng, lekin qarama – qarshi ishorali elektr miqdorini ko'chirish uchun ish bajarish kerak. Agar bir plastinkaning potentsiali V_1 ikkinchisniki V_2 bo'lsa, u holda bu ish

$$dA = (V_1 - V_2)dq \quad (4-9)$$

ga teng bo'ladi, bu esa xuddi yakkalangan jismni zaryadlashdagi (4-5) kabidir. Faqat bu yerda V o'rnida $(V_1 - V_2)$. Demak, kondensatorning energiyasi:

$$W = \frac{1}{2}q(V_1 - V_2) \quad (4-10)$$

q zaryad bilan kondensator sig'imi orasidagi $q = C(V_1 - V_2)$ bog'lanishdan foydalansak:

$$W = \frac{1}{2}C(V_1 - V_2)^2 \quad (4-11)$$

shuningdek,

$$W = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \quad (4-12)$$

Bu uch ifoda ham zaryadlangan kondensatrning energiyasi ikki kattalik, masalan, (qV) ; (qC) (CV) larning funksiyasi sifatida ifodalangan.

4 §. ELEKTROSTATIK MAYDON ENERGIYASI

Endi biz mana shu kondensatorning energiyasini qoplamalar orasidagi elektrostatik maydon kuchlanganligi orqali ifodalaylik. buning uchun biz maydon kuchlanganligi bilan zaryad orasidagi

$$E = \frac{4\pi q}{S} = 4\pi\delta \quad (4-13)$$

bog'lanishdan va maydon kuchlanganligi bilan qoplamalardagi potensial farqi orasidagi

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d} \quad (4-14)$$

bog'lanishdan foydalanaylik. Bu ikki formuladan q va $V_1 - V_2$ larning ifodasini kondensatorning energiyasi ifodasiga qo'yamiz, u holda:

$$W = \frac{1}{2}q(V_1 - V_2) = \frac{1}{2} \frac{E \cdot S}{4\pi} Ed = \frac{1}{8\pi} E^2 Sd \quad (4-15)$$

Bu qoplamalar orasidagi elektrostatik maydon energiyasidir. Shunday qilib, kondensatorning energiyasini qoplamalar zaryadi va potentsiali orqali va qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi orqali ifodalash mumkin ekan. Bu esa elektrostatik maydon energiyasi haqida gapirishga imkon beradi. (4-15) dan ko'rinib turibdiki, elektrostatik maydon energiyasi maydon egallagan fazoning hajmiga proporsional ekan.

Endi energiyaning zichligi tushunchasini kiritaylik. Energiyaning zichligi deganda, maydonning hajm birligiga to'g'ri keladigan energiya qiymati tushuniladi, uni biz ω bilan belgilasak.

$$\omega = \frac{W}{Sd}$$
$$\omega = \frac{\frac{1}{8\pi} E^2 \cdot Sd}{Sd} = \frac{1}{8\pi} E^2 \quad (4-16)$$

ga ega bo'lamiz. Bu ifoda maydon bir jinsli bo'lgandagina o'rinlidir. Agar maydon bir jinsli bo'lmasa, u holda unig juda kichik ΔV hajmini ajratib olamiz. Bu hajmda maydonni taxminan bir jinsli deyish mumkin. Mana shu ΔV

hajmga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya zichligi $\bar{w}$ uchun shunday kattalikni olamizki, bu kattalik ΔV hajmga tegishli ΔW energiya uchun shu hajmga nisbati bilan o'lchanadi:

$$\bar{w} = \frac{\Delta W}{\Delta V}$$

Endi biz nuqtadagi energiya zichligini topish uchun ΔV ni nolga intiltiramiz. U

holda $w = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta W}{\Delta V} \right) = \frac{1}{8\pi} E^2$ bo'ladi. Demak, bir jinsli bo'lmagan maydon

energiyasining biror nuqtadagi zichligi:

$$w = \frac{1}{8\pi} E^2 \quad (4-17)$$

bo'lar ekan, bunda E - maydonning energiya zichligi hisoblanayotgan nuqtadagi kuchlanganligi.

Bundan ko'rinadiki, energiya zichligining (4-16) ifodasi har qanday maydon uchun o'rinli ekan.

Mustahkamlash savollari

1. Zaryadlar sistemasi maydonining energiyasi deganda nimani tushunasiz?
2. Yakkalangan zaryadli o'tkazgichning energiyasini yozib bering.
3. Zaryadlangan kondensatorning energiyasi nimalarga bog'liq?
4. Elektrostatik maydon energiyasining ifodasini yozing.

V BOB

O'ZGARMAS ELEKTR TOKI

1 §. ELEKTR TOKINING XARAKTERISTIKALARI

Zaryadlarning har qanday harakatini biz tok deb ataymiz. Metallarda tok – bu erkin elektronlarning tartibli harakatidir. O'tkazuvchan aralashmada esa erkin elektronlar bo'lmayji, ularda harakatchan zaryadlangan zarrachalar – ionlardir. Gazlarda esa ionlar ham, elektronlar ham tartibli harakatlanishlari mumkin.

Musbat zarralarning harakat yo'nalishi tokning yo'nalishi qilib qabul qilingan. Metallarda tokning yo'nalishi elektronlar yo'nalishiga qarama – qarshidir. Zaryadli zarralarning oqim yo'li tok chiziqlari deb ataladi. Tok chiziqlarining yo'nalishi ham musbat zarralar harakatining yo'nalishida bo'ladi.

Agar o'tkazgich ichidan yon tomonlari tok chiziqlaridan iborat bo'lgan naycha kesib olsak, u holda bu naychaning ichiga kiruvchi zaryadlar undan chiquvchi zaryadlarga teng bo'ladi. Bu naycha esa tok naychasi deb ataladi (43- rasm).

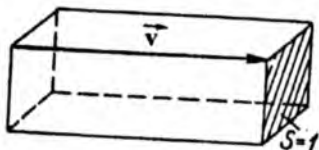
Tokning xarakteristikalaritok zichligi va tok kuchlaridir. Tok zichligi deganda tok chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzdan birlik vaqt ichida oqib o'tadigan zaryad miqdori tushuniladi. Endi tok zichligi nimalarga bog'liq bo'lishini ko'raylik. O'tkazgich ichida tok chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzni ajratib olamiz. S yuz tok chiziqlariga perpendikulyar ekan, demak, zarralar tezligi $\vec{v}$ ga ham perpendikulyar.

Mana shu yuzni asos qilib olib, balandligi v ga teng bo'lgan parallelepiped chizamiz (44-rasm).

Birlik- S yuzadan birlik vaqtda o'tadigan zarralar mana shu parallelepiped ichidagi zarralardir. Shu parallelepipedning birlik xajmidagi zarralar soni n bo'lsa, u holda birlik vaqtda S yuzadan nV ta zarra o'tadi, bu nV ta zarra nve ga teng zaryadni olib o'tadi. e - elektron zaryadi.



43-rasm



44-rasm

Demak, tok zichligi

$$j = neV \quad (5-1)$$

ga teng ekan. Chunki tok zichligi deganda, tok chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan birlik vaqtda o'tadigan zaryad kattaligi tushuniladi.

Ma'lumki, n va e -skalyar kattaliklardir, $\vec{V}$ esa -vektor. Shuning uchun tok zichligi vektorini yozishimiz mumkin:

$$\vec{j} = ne\vec{V} \quad (5-2)$$

Agar o'tkazgich ichidan $\vec{j}$ ga perpendikulyar dS yuzacha ajratib olsak bu yuzachadan dt vaqtda o'tadigan zaryad miqdori:

$$dq = j dS dt \quad (5-3)$$

bo'ladi. Agar dS yuz $\vec{j}$ ga perpendikulyar bo'lmasa, $\vec{j}$ ning shu yuzaga perpendikulyar tashkil etuvchisi j_n ni olish kerak. Bu holda

$$dq = j_n dS dt \quad (5-4)$$

O'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzidan birlik vaqtda oqib o'tadigan zaryad miqdoriga teng fizik kattalik tok kuchi deb ataladi. Bu yuzadan dt vaqtda dq zaryad o'tsa, tok kuchi

$$J = \frac{dq}{dt} \quad (5-5)$$

bo'ladi. dq va dt lar skalyar bo'lgani uchun tok kuchi ham skalyar kattalikdir.

Tok kuchini tok zichligi orqali ifodalash mumkin. (5-5) ga (5-4) ni qo'ysak,

$$J = \int j_n dS \quad (5-6)$$

ga ega bo'lamiz. Tok kuchining birligi amper (A) deb ataladi. 1A tok, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzidan 1 sekundda 1 Kl zaryad o'tganda hosil bo'ladi. Bundan kichik birliklar ham ishlatiladi, masalan:

$$1mA = 10^{-3} A \quad 1mkA = 10^{-6} A$$

Tok zichligi birligi A/m². Agar vaqt o'tishi bilan tok kuchi va tok yaichligi o'zgarmasa, bunday tok o'zgarmas tok deb ataladi. $[j] = \frac{A}{m^2}$

2 §. ZANJIRNING BIR QISMI UCHUN OM QONUNI

Agar biror o'tkazgich berilgan bo'lib, uning uchlariga kuchlanish berilgan bo'lsa, bu o'tkazgichdagi tok kuchi kuchlanishning funksiyasi bo'ladi $J = f(U)$

Mana shu bog'lanish o'tkazgichning volt-amper xarakteristikasi deyiladi. Bu bog'lanish, ayniqsa, metall uchun juda sodda bo'lib, tok kuchi qo'yilgan kuchlanishga proporsional bo'ladi, ya'ni:

$$J = \lambda U \quad (5-7)$$

λ - o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi deyiladi va unga teskari bo'lgan kattalik $\frac{1}{\lambda} = R$ esa o'tkazgichning qarshiligi deyiladi.

U holda
$$J = \frac{U}{R} \quad (5-8)$$

Bu ifoda zanjirning R qarshilikli qismi uchun yozilgan Om qonunini beradi. O'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi va qarshiligi uning tabiatiga, shakliga va holatiga bog'liq bo'ladi.

O'tkazgich qarshiligining birligi sifatida Om qabul qilingan. 1 Om qarshilik shunday o'tkazgichning qarshiligi, o'tkazgichning uchlariga 1 B kuchlanish qo'yilganda undan 1A tok o'tadi:

$$1Om = \frac{1B}{1A}$$

Elektr o'tkazuvchanlik λ ning birligi esa Om ning teskarisi, ya'ni Om^{-1} . Agar (5-7) da U ni voltlarda, I ni amperlarda o'lchasak, λ ning o'lchov birligi hosil bo'ladi. Katta qarshiliklarni o'lchash uchun kattaroq birliklar qo'llaniladi

$$1\text{kOm}=10^3\text{Om} \quad \text{va} \quad 1\text{mOm}=10^6\text{Om}$$

3 §. OM QONUNINING DIFFERENSIAL KO'RINISHI

Avval biz o'tkazgichning qarshiligini ko'raylik. O'tkazgichning qarshiligi uning shakliga, tabiatiga va holatiga bog'liq bo'lib qolmasdan, balki uning uzunligi hamda ko'ndalang kesim yuziga ham bog'liqdir. Bu bog'lanish, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi hamma joyda bir xil bo'lsa, quyidagicha bo'ladi:

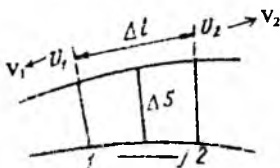
$$R = \rho \frac{\ell}{S} \quad (5-9)$$

Bu yerda: ℓ - o'tkazgichning uzunligi; S - ko'ndalang kesim yuzi. Proporsionallik koeffitsiyenti ρ esa o'tkazgichning tabiati va holatiga bog'liq bo'lib, solishtirma qarshilik deb ataladi. Uning o'lchov birligi - $\text{Om} \cdot \text{m}$. Agar yuqoridagi formulada $\ell=1$, $S=1$ bo'lsa, u holda $R=\rho$. Demak, solishtirma qarshilik qirralari 1 m dan bo'lgan kubning qarshiligi ekan. Bunda tok kub qirralarining biriga parallel.

Yuqoridagi (5-8) Om qonuni faqat ko'ndalang kesim yuzi hamma yerda bir xil bo'lgan bir jinsli o'tkazgichlar uchungina o'rinlidir. Lekin ko'pincha bizda shunday o'tkazuvchan muhitlar uchraydiki, ular bir jinsli bo'lmaydi va ko'ndalang kesim yuzlari ham turli joyda turlicha bo'ladi. Masalan, sferik va silindrik kondensatorlar. Bularning qoplamalarining orasi o'tkazuvchan muhit bilan to'ldirilgan bo'ladi. Bu holda (5-8) ni tatbiq qilib bo'lmaydi, chunki ℓ va S lar bir xil bo'lmaydi.

Lekin Om qonunini shunday ko'rinishga keltirishimiz mumkinki,

uni har qanday o'tkazuvchan muhitga ishlatsa bo'ladi. Buning uchun biz o'tkazuvchan muhitdan uzunligi $\Delta \ell$ bo'lgan tok naychasining bir bo'lagini olamiz. Bu naychaning bir-biriga yaqin bo'lgan ikkita birinchi va ikkinchi nuqtalaridagi yuzlarning potentsiallari V_1 va V_2 bo'lsin (45- rasm).



45-rasm

Bu yuzlarning o'rtacha qiymatini ΔS bilan belgilaymiz. Mana shu bo'lakka Om qonunini tatbiq qilamiz:

$$J = j\Delta S = \frac{V_1 - V_2}{\rho \frac{\Delta \ell}{\Delta S}}$$

Ushbu tenglikning ikkala tomonini ΔS ga qisqartirib yuboramiz. U holda

$$j = \frac{V_1 - V_2}{\rho \Delta \ell} = -\chi \frac{\Delta V}{\Delta \ell} \quad (5-10)$$

bu yerda χ - solishtirma elektr o'tkazuvchanlik bo'lib,

$$\chi = \frac{1}{\rho}. \quad (5-11)$$

Endi mana shu formula har doim o'rinli bo'lishi uchun $\Delta \ell$ ni nolga intiltiramiz. Chunki shu vaqtdagina naycha bo'lagini bir jinsli deb hisoblasha bo'ladi va (5-9) ni ishlatsak to'g'ri bo'ladi. U holda

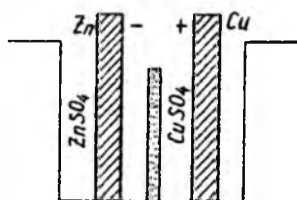
$$\lim_{\Delta \ell \rightarrow 0} \left(-\frac{\Delta V}{\Delta \ell} \right) = -\frac{dV}{d\ell} = E \quad \text{bo'ladi.} \quad (5-12)$$

Bunda $\vec{E}$ - o'tkazgich ichidagi maydon kuchlanganligi. (5-12) ni (5-10) ga olib borib qo'yib, $j = \chi E$ yoki $\vec{j} = \chi \vec{E}$ ga ega bo'lamiz. Bu Om qonunining differentsial ko'rinishi, uning yordamida o'tkazgichning istalgan nuqtasidagi tok kuchini aniqlay olamiz.

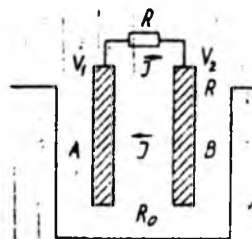
4 §. BERK ZANJIRDAGI O'ZGARMAS TOK

O'tkazgichda o'zgarmas tokni saqlab turish uchun uning uchlarida doimiy potentsiallar ayirmasi saqlanishi kerak. Bunday doimiy potentsiallarning manbalari turli-tuman bo'lishi mumkin. Galvanik elementlar shunday manbalardan hisoblanadi. Galvanik element bu elektrolitlarga botirilgan ikkita plastinkadan iborat bo'ladi, bu plastinkalar ko'pincha metallardan yasaladi. Masalan, Daniel galvanik elementi rux kuporosiga tushirilgan rux plastinka va mis kuporosiga tushirilgan mis plastinkadan tashkil topgan. Eritmalar g'ovak bilan ajratib qo'yilgan. Bu plastinkalar orasida 1,1 volt potentsiallar ayirmasi hosil bo'ladi (46- rasm).

Galvanik element klemmlarida doimiy potentsiallar ayirmasini vujudga keltiruvchi sabablarni tekshirmasdan avval doimiy potentsiallar ayirmasi manbaini berk zanjirga ulaganda qanday hodisa ro'y berishini tekshiramaz (47- rasm).



46-rasm



47-rasm

Elementni tutashtiruvchi zanjirning qarshiligi R bo'lib, bu qarshilik tashqi qarshilik deyiladi. Bundan tashqari, elementning ichki R_0 qarshiligi ham bo'ladi. Tashqi qarshilikning uchlaridagi potentsiallari esa V_1 va V_2 ga teng. U holda (5-8) Om qonuniga asosan tashqi zanjirda

$$V_1 - V_2 = J \cdot R \quad (5-13)$$

bo'ladi. Zanjirniig ichki qismida esa $V_2' - V_1' = J R_0$ (5-14)

Bu yerda V_1' - elektrolit bilan A elektrod chegarasidagi potensial, V_2' - elektrolit bilan V elektrod chegarasidagi potensial.

Potensiallar farqini $\mathcal{E}$ bilan belgiyaymiz:

$$V_1 - V_1' = \mathcal{E}_1, \quad V_2' - V_2 = \mathcal{E}_2 \quad (5-15)$$

Natijada

$$JR + JR_0 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$$

Zanjirni aylanganda hosil bo'ladigan potensial o'zgarishlarining yig'indisini $\mathcal{E}$ bilan belgilaylik, u holda; $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$

Bu elementning elektr yurituvchi kuchini beradi, demak:

$$JR + JR_0 = \mathcal{E} \quad (5-16)$$

$$J = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0} \quad (5-17)$$

Mazkur ifoda berk zanjir uchun Om qonunidir.

Shunday qilib, berk zanjirdagi tok kuchi J elektr yurituvchi kuchga to'g'ri proporsional, zanjirning to'la qarshiligi $R + R_0$ ga esa teskari proporsional ekan.

Endi $JR = V_1 - V_2$ ligini nazarga olsak,

$$(5-16) \text{ dan } V_1 - V_2 = \mathcal{E} - JR_0$$

ya'ni element klemmalaridagi $V_1 - V_2$ potentsaallar ayirmasi elementning Elektr yurituvchi kuchidan zanjirning ichki qismida potensial tushishining ayrilganiga teng. Ochiq element uchun $J = 0$ bo'ladi va yuqoridagi formuladan $V_1 - V_2 = \mathcal{E}$, ya'ni elektr yurituvchi kuch ochiq element klemmalaridagi potensiallar ayirmasiga tengligi kelib chiqadi.

Tashqi qarshilik bilan tutashtirilgan element klemmalaridagi potensiallar ayirmasi hamma vaqt elementning elektr yurituvchi kuchidan kichik bo'ladi.

5 §. QARSHILIKNING TEMPERATURAGA BOG'LIQLIGI

Moddalarning solishtirma qarshiligi modda turiga bog'liq bo'lishi bilan birga, uning holatiga ham bog'liq, ya'ni qarshilik temperaturaga bog'liq bo'ladi. Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog'liqligini berilgan modda qarshiligining temperaturaga koeffitsiyenti bilan xarakterlash mumkin:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (5-18)$$

Bu temperatura koeffitsiyenti modda temperaturasini bir gradusga o'rttirgandagi qarshiligining nisbiy o'rttirmasini ko'rsatadi.

Berilgan modda qarshiligining temperatura koeffitsiyenti turli temperaturalar uchun turlichadir.

Lekin metallardan yasalgan ko'pgina o'tkazgichlar uchun temperatura koeffitsiyentining temperatura o'zgarishi bilan o'zgarishi sezilarsizdir. Shuning uchun α ni o'zgarmas deb faraz qilsak ham bo'ladi.

U holda solishtirma qarshilik temperaturaga chiziqli bog'langan bo'ladi:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha \cdot t) \quad (5-19)$$

ρ_0 – 0°C dagi solishtirma qarshilik; ρ – $t^\circ\text{C}$ dagi solishtirma qarshilik.

Qarshilikning temperatura koeffitsiyenti musbat ham, manfiy ham bo'lishi mumkin. Barcha metallarning qarshiligi temperatura o'sishi bilan o'sadi. Shuning uchun metallarda $\alpha > 0$. Elektrolitlar uchun esa $\alpha < 0$. Chunki ularning qarshiligi temperatura o'sishi bilan kamayadi.

Toza metallar uchun temperatura koeffitsiyenti $\frac{1}{273} = 0,00367 \text{ grad}^{-1}$

Kumush uchun $(10-1000)^\circ\text{C}$ da $\alpha = 0,0040 \text{ grad}^{-1}$

Mis uchun 18°C da $\alpha = 0,0043 \text{ grad}^{-1}$

Grafit uchun 18°C da $\alpha = 0,0005 \text{ grad}^{-1}$

Shisha uchun 100°C da $\alpha = -0,1$ dan $0,2$ gacha grad^{-1} .

Metallar qarshiligining temperaturaga bog'liqligidan o'lchov yoki avtomatik qurilmalarda foydalangladi.

Ulardan eng ahamiyatlisi qarshilik termometrdir. U platinadan yasalgan sim qarshiligiga asoslangan. Ma'lumki, platinaning qarshiligi vaqt o'tishi bilan juda oz o'zgaradi. Bundan tashqari, platinaning qarshiligi juda katta temperaturalarda ham o'rganilgan. Shuning uchun platinaning qarshiligini o'lchab, temperaturani juda aniq bilish mumkin. Qarshilik termometrning afzalligi shundaki, ular bilan suyuqlik termometrlarida o'lchab bo'lmaydigan juda past va juda yuqori temperaturalarni ham o'lchash mumkin.

6 §. O'TA O'TKAZUVCHANLIK

Ko'pgina metallarda α koeffitsiyent 0,00367 ga, ya'ni $\frac{1}{273}$ ga yaqin bo'ladi.

Shuning uchun

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (5-20)$$

ifodani

$$\rho = \rho_0 \alpha T \quad (5-21)$$

ko'rinishda yozib olsak bo'ladi. Bunda T - absolyut shkalada hisoblangan temperatura. Lekin bu (5-21) formula juda yuqori va juda past temperaturalarda ham bajarilmaydi. Yuqori temperaturada α koeffitsiyent o'sib boradi. Bundan tashqari, metallar eriganda qarshiligi ortadi, Past tejeraturalarda esa α kamaya boradi.

Absolyut shkala bo'yicha hisoblaganda 10^{-70} K dagi juda past temperaturalarda ba'zi metallar va qotishmalarning qarshiligi keskin kamayadi va deyarli yo'q darajada kichrayib qoladi. Bu hodisa birinchi marta golland fizigi Kammerling-Ones tomonidan 1911 yilda ochilgan bo'lib, o'ta o'tkazuvchanlik deb ataladi. O'ta o'tkazuvchanlikdagi qarshilik nolga teng bo'ladi. Hozirgi vaqtda tajribalardan ko'pgina sof elementlar, masalan, qo'rg'oshin, qalay, rux, simob, alyuminiy va bu elementlarning o'zaro va

ularning boshqa elementlar bilan qotishmalarining ko'pi quyidagi temperaturalarda o'ta o'g'kazuvchanlik xossasiga ega ekanligi aniqlangan.

Jismlarning solishtirma qarshiligiga teskari bo'lgan kattalik $\chi = \frac{1}{\rho}$

ularning solishtirma o'tkazuvchanligi deb atalar edi.

Juda yaxshi o'tkazgichlar ($\chi = 10^4 \text{ Om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$; $\chi = 10^5 \text{ Om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$)

bo'lgan metallar bilan bir qatorda o'tkazuvchanligi juda kichik ($\chi = 10 \cdot 10^{-10} \text{ Om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$) bo'lgan jismlar, masalan, selen, mis (1) oksid (Cu_2O), ko'pchilik minerallar, kislorod va oltingugurtning noorganik birikmalari, metallarning ba'zi qotishmalari, ba'zi organik bo'yoqlar va boshqalar ham bo'ladi. Bu jismlar yarim o'tkazgichlar deb ataladi, Yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi metallarnikidan ancha kichik bo'ladi. Ularda χ ning temperaturaga bog'liqligi boshqacha bo'ladi:

$$\chi = \chi_0 e^{\frac{b}{T}} \quad (5-22)$$

Mana shu qonunga muvofiq o'tkazuvchanlik temperatura ortishi bilan o'sa boradi. Bunda T – absolyut temperatura, b turli yarim o'tkazgichlar uchun turlicha bo'lgan doimiy.

7 §. JOUL- LENS QONUNI VA UNING DIFFERENSIAL KO'RINISHI.

Tajriba ko'rsatadiki, biror o'tkazgichdan tok o'tganda o'tkazgich qiziydi. Bunda ajralib chiqadigan issiqlik miqdori zaryadlarning o'tkazgich bo'ylab ko'chishida elektr kuchlarining bajargan ishiga bog'liqdir. Aytaylik, o'tkazgich kesimidan t vaqt ichida q zaryad oqib o'tgan bo'lsin: $q = J \cdot t$. Bu zaryad o'tkazgich bo'ylab ko'chib, biror t vaqt ichida $V_1 - V_2$ potentsiallar ayirmasini o'tadi. U holda elektr kuchlarining bajargan ishi:

$$A = J \cdot t (V_1 - V_2) \quad (5-23)$$

ga teng bo'ladi. maydon kuchlarining ishi tok kuchini oshirmaydi, demak, o'tkazgichni isitishga sarf bo'ladi. Om qonunidan foydalanib,

$$A = J^2 R t \quad (5-24)$$

deb yozamiz, chunki

$$J = \frac{V_1 - V_2}{R}, \quad V_1 - V_2 = JR$$

(5-24) dagi R - o'tkazgichning potentsiallar ayirmasi ($V_1 - V_2$) bo'lgan qismining qarshiligi. Bu (5-23) va (5-24) formulada J ni amperlarda, R ni Omlarda ifodalasak, u holda 1 sekund davomida 1 amper tok o'tganda oqib o'tadigan elektr miqdori 1 kulon bo'ladi. Bu kulon elektr miqdori potentsiallar ayirmasi bir volt bo'lgan ikki nuqta orasida ko'chib o'tsa, bir joulga teng ish bajariladi. Demak, J amperlarda R omlarda, vaqt sekundlarda ifodalansa, ish joulga kelib chiqar ekan. Agar (5-23) dan ishni SGSE birligida topadigan bo'lsak, u holda

$$A = 3 \cdot 10^9 \text{ SGSE}_q \cdot \frac{1}{300} \text{ SGSE}_v = 10^7 \text{ erg} = 1J$$

kelib chiqadi, 1 joul 0,24 kaloriyaga ekvivalentdir. Mana shuni hisobga olib, uchlaridagi potentsiallar ayirmasi ($V_1 - V_2$) volt bo'lgan o'tkazgichdan t sekundda J amper tok o'tganida ajralgan issiqlikning kaloriyalarda hisoblangan miqdori uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$Q = 0,24 J \cdot t (V_1 - V_2) \quad (5-25)$$

Bu ifodani Om qonunidan foydalanib, yana quyidagi ko'rinishlarda yozish mumkin:

$$Q = 0,24 J^2 R t \quad (5-26)$$

$$Q = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R} \cdot t \quad (5-27)$$

bunda R qarshilik omlarda ifodalangan bo'lishi kerak.

(5-26) munosabatni bir vaqtning o'zida Peterburg universitetining professori Lens va Joul aniqlaganlar. Shuning uchun u Joul-Lens qonuni deb ataladi. Bu qonunga asosan tok o'tayotgan o'tkazgich qismida ajralib chiqadigan issiqlik miqdori Q tokning o'tish vaqti t ga, shu qismning qarshiligi R ga va tok kuchi kvadrati J^2 ga proporsionaldir.

Lens quyidagi tajribani o'tkazgan (48-rasm). U bir idishga spirt to'ldirib, uning ichiga spiral sim joylashtirgan. Bu simning uchlari tashqariga chiqqan bo'lib, undan tok o'tkazgan. Spiraldan tok o'tishi natijasida spirt isigan. Spiral temperaturasining o'zgarishini termometr yordamida o'lchab turgan.

Yana shuni aytish kerakki, ajralib chiqqan issiqlik miqdori kaloriyalarda o'lchanganda (J amperlarda, vaqt sekundlarda, R omlarda) Joule-Lens qonuniga 0,24 koefitsiyent kiritiladi. Agar ajralib chiqqan issiqlik miqdori joullarda o'lchansa, Joule-Lens qonuni quyidagicha bo'ladi:

$$Q = J^2 R t \quad (5-28)$$

ya'ni 0,24 son koefitsiyentining o'rniga bir qo'yiladi. Endi biz Joule-Lens qonunini tok zichligi j - va issiqlik quvvati zichligi ω lar orqali ifodalaylik. Issiqlik quvvati zichligi deb, vaqt birligida o'tkazgichning hajm birligidan ajralib chiqadigan issiqlik miqdori tushuniladi, ya'ni

$$\omega = \frac{Q}{\Delta S \Delta t} \quad (5-29)$$

Agar ko'ndalang kesim yuzi ΔS , uzunligi Δl bo'lgan silindrik o'tkazgich olsak va Q ning o'rniga uning yuqoridagi ifodasini qo'ysak,

$$\omega = \frac{J^2 R}{\Delta S \Delta l}$$

ga ega bo'lamiz,

$$j = \frac{J}{\Delta S} \text{ va } R = \rho \frac{\Delta l}{\Delta S} = \frac{1}{\chi} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta S} \text{ ekanligini nazarga olsak:}$$

$$\omega = \frac{1}{\chi} j^2$$

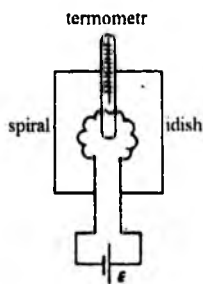
j ning o'rniga $j = \chi E$ Om qonunining differensial ifodasini qo'yganimizda

$$\omega = \frac{1}{\chi} \chi^2 E^2 = \chi E^2 \quad (5-30)$$

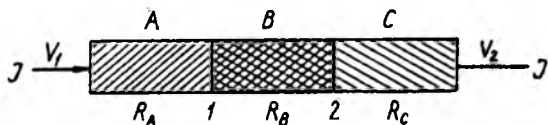
bo'ladi, ya'ni issiqlik quvvati zichligi elektr maydon kuchlanganligi kvadratiga va o'tkazgichning o'tkazuvchanligiga proporsionaldir. Bu $\omega = \chi E^2$ formula Joule-Lens qonunining differensial ko'rinishidir.

8 §. KIRXGOF QOIDALARI

Biz Om qonunini zanjir bir jinsli bo'lgan hollar uchun yozgan edik. Endi zanjir bir jinsli emas, deb faraz qilaylik. Bunda Om qonunining ifodasi qanday bo'ladi? Masalan, A,B,C o'tkazgichlardan tashkil topgan zanjir berilgan bo'lsin (49-rasm).



48-rasm



49-rasm

Zanjirning biror qismidagi potensial farqlarning $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \dots$ algebratik yig'indisi shu qismning ε elektr yurituvchi kuchiga teng bo'ladi. O'tkazgichlar orasidagi kontaktlarni 1 va 2 raqamlari bilan belgilaymiz. Zanjirning chap chekkasi potensialini V_1 bilan, o'ng chekkasi potensialini V_2 bilan belgilaymiz. A o'tkazgichning birinchi kontaktdagi potensialini $V_A^{(1)}$ bilan, B o'tkazgichning shu kontaktdagi potensialini $V_B^{(1)}$ bilan, ikkinchi kontaktdagi potensiallarni esa $V_B^{(2)}$ va $V_C^{(2)}$ lar bilan belgilaymiz. o'tkazgichlarning har birining qarshiligini R_A, R_B, R_C lar orqali belgilaymiz. o'tkazgichlar ketma-ket ulangan bo'lgani uchun ulardan ayni bir J tok oqib o'tadi.

O'tkazgichlarning har biriga Om qonunini alohida-alohida tatbiq qilamiz:

$$JR_A = V_1 - V_A^{(1)} \quad (5-31)$$

$$JR_B = V_B^{(1)} - V_B^{(2)} \quad (5-32)$$

$$JR_C = V_C^{(2)} - V_2 \quad (5-33)$$

Bu uchala tenglikni xadma-xad qo'shib,

$$J(R_A + R_B + R_C) = V_1 + (V_B^{(1)} - V_A^{(1)}) + (V_C^{(2)} - V_B^{(2)}) - V_2 \quad (5-34)$$

ifodani hosil qilamiz. Lekin

$$\left. \begin{aligned} V_1^{(1)} - V_A^{(1)} &= \varepsilon_1 \\ V_C^{(2)} - V_B^{(2)} &= \varepsilon_2 \end{aligned} \right\} \quad (5-35)$$

potensial farqlardir. Demak,

$$(V_B^{(1)} - V_A^{(1)}) + (V_C^{(2)} - V_B^{(2)}) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \varepsilon$$

(5-34) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$J = (R_A + R_B + R_C) = V_1 - V_2 + \varepsilon \quad (5-36)$$

$$R_A + R_B + R_C = R$$

$$J \cdot R = V_1 - V_2 + \varepsilon \quad (5-37)$$

$$J = \frac{V_1 - V_2 + \varepsilon}{R}$$

(5-37) bir jinsli bo'lmagan zanjir uchun Om qonunini ifodalaydi: tok kuchi son qiymat jihatidan zanjir uchlaridagi $V_1 - V_2$ potensiallar ayirmasi bilan zanyakrdagi ε elektr yurituvchi kuch yig'indisining zanjirning to'la qarshiligiga nisbatiga tengdir.

Agar $\varepsilon = 0$ bo'lsa. (5-37) formula

$$J = \frac{V_1 - V_2}{R} \quad (5-38)$$

ko'rinishga, ya'ni odatdagi zanjirning bir qismi uchun Om qonuni ko'rinishiga keladi. Berk zanjir uchun $V_1 = V_2$ bo'lib, to'la qarshilik zanjirning tashqi qarshiligi bilan ichki qarshiligi R_0 , lar yig'indisiga teng bo'ladi va (5-37) ifoda

$$J = \frac{\varepsilon}{R + R_0} \quad (5-39)$$

ko'rinishni oladi. (5-37) formula bilan ifodalangan umumlashgan. Om qonuni har qanday murakkab zanjirni hisoblashga imkon beradi.

Lekin tarmoqlangan zanjirlarni bevosita hisoblash murakkab ishdur. Bunday zanjirlarni Kirxgof kashf etgan ikkita tenglamalar sistemasidan foydalanib yechish mumkin.

a) Kirxgof tenglamalarining 1 sistemasi

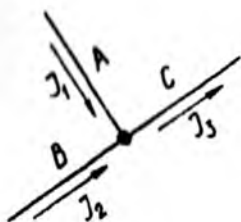
Tarmoqlangan zanjirda kamida uchta zanjir uchrashadigan nuqtani tugun deb ataymiz (50-rasm). Kirxgofning birinchi qoidasi tugunga tegishlidir. Biz o'zgarmas tokni ko'ryapmiz, shuning uchun tugundagi zaryad ham o'zgarmas, ya'ni qancha zaryad oqib kelsa, shuncha zaryad ketib turadi.

Agar tugunga kelayotgan toklarni musbat deb, tugundan chiqayotganlarni manfiy deb shartlasak, tugunda uchrashuvchi tok kuchlarining algebraik yig'indisini nolga teng deyishimiz mumkin, ya'ni

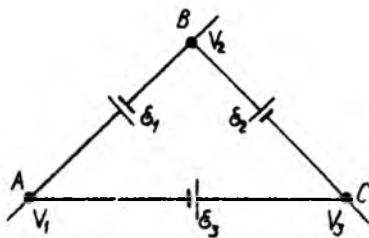
$$\sum_{k=1}^n J_k = 0, \quad J_1 + J_2 - J_3 = 0$$

b) Kirxgof tenglamalarining 2 sistemasi

Kirxgof tenglamalarining 2 sistemasi biror tarmoqlangan zanjirda ajratib olish mumkin bo'lgan ixtiyoriy berk konturlarga tegishlidir. Biz ABC berk konturni ko'rib chiqamiz (51- rasm).



50-rasm



51-rasm

Tokning soat strelkasi bo'yicha harakat yo'nalishini musbat deb olamiz. Xuddi shuningdek, aylanish yo'nalishi potensialni oshiruvchi elektr yurituvchi kuchlarni musbat deb olamiz. Aksincha holda tok ham, elektr yurituvchi kuch ham manfiy. Zanjirning bir jinsli bo'lmagan AB, BC, CA qismiga (5-37) ko'rinishdagi Om qonunini tatbiq etamiz AB, BC va CA kesmalarning qarshiligini mos ravishda R_1, R_2, R_3 bilan ulardan oquvchi tok kuchlarini J_1, J_2, J_3

bilan, bu qismlardagi elektr yurituvchi kuchlarni $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ bilan belgilaymiz.

A,B,C nuqtalardagi potentsiallarni V_1, V_2, V_3 bilan belgilaymiz. U holda:

$$J_1 R_1 = V_1 - V_2 + \varepsilon_1 \quad (5-40)$$

$$J_2 R_2 = V_2 - V_3 + \varepsilon_2 \quad (5-41)$$

$$J_3 R_3 = V_3 - V_1 + \varepsilon_3 \quad (5-42)$$

Bu uchta tenglikni hadma – had qo'shsak,

$$J_1 R_1 + J_2 R_2 + J_3 R_3 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \quad (5-43)$$

hosil bo'ladi. Buni istalgan berk konturga tatbiq qilish mumkin:

$$\sum_{k=1}^n J_k R_k = \sum_{k=1}^n \varepsilon_k \quad (5-44)$$

Shunday qilib, berk konturda kontur qismlaridagi kuchlanish tushishlarining yig'indisi shu konturda uchraydigan elektr yurituvchi kuchlar yig'indisiga tengdir.

Mustahkamlash savollari

1. Elektr toki deb nimaga aytiladi?
2. Tok naychasi deganda nimani tushunasiz?
3. Tok zichligi ifodasini yozib bering.
4. Tok kuchi deganda nimani tushunasiz?
5. O'zgarmas tok deb nimaga aytiladi?
6. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni ifodasini yozib bering.
7. O'tkazgichning qarshiligi nimalarga bog'liq? U qanday birliklarda o'lchanadi?
8. Om qonunining differensial ko'rinishini yozib bering.
9. Berk zanjir uchun Om qonunining ifodasini yozib bering.
10. Solishtirma qarshilik temperaturaga qanday bog'langan?

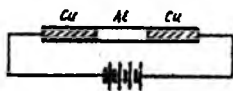
VI BOB

ELEKTR O'TKAZUVCHANLIKNING KLASSIK ELEKTRON NAZARIYASI

1 §. METALLARNING ELEKTRON O'TKAZUVCHANLIGINI KO'RSATADIGAN TAJRIBALAR

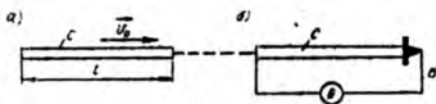
1. Metall o'tkazgichlarda elektr tokini erkin elektronlar hosil qiladi. Bu tajribada XX asr boshlaridagina kuzatilgan.

Uchta metall silindr olib (bu silindrlarning radiusi va kattaliklari bir xil), ular ketma-ket ulangan (52-rasm), Ulardan birinchisi mis, ikkinchisi alyuminiy va uchinchi yana mis. Ulardan bir yil mobaynida tok o'tkazib qo'yilgan va bir yildan keyin qaralsa, bu metallarda xech qanday o'zgarish bo'lmagan, ya'ni metallar bir-biriga kirib qolmagan. Demak, metallarda tokni ularning hammasi uchun bir xil bo'lgan zarralar hosil qilar ekan, degan xulosaga kelindi. Bu zarrachalar qanday zarrachalar ekan? Buni bilish uchun quyidagi tajriba o'tkazilgan.



52-rasm

2. Aytaylik, C sterjen v_0 tezlikda harakatlanayotgan bo'lsin, u holda undagi erkin tok tashuvchilar ham v_0 tezlikda harakatlanadi. C sterjen B o'tkazgichga urilib, keskin to'xtaganda erkin tok tashuvchilar inersiya inersiya tufayli m kristall panjara bilan urilgunga qadar o'z harakatini davom ettiradi va zanjirda qisqa tok hosil bo'ladi (53-rasm). Buni B o'tkazgich ulangan G , galvanometr ko'rsatadi. Tokning yo'nalashiga qarab tok tashuvchi zarralarning ishorasini bilsa bo'ladi. Bu tajribada tok tashuvchilar manfiy zaryadga ega ekanligi aniqlangan. Ushbu tajribada yana tok tashuvchilarning solishtirma zaryad, ya'ni $\frac{q}{m}$ ni ham aniqlasa bo'ladi.



53-rasm

Hqiqatan ham, C sterjen, tormozlanganda tok tashuvchilarning kinetik energiyasi tokning berk zanjirda bajargan ishiga sarf bo'ladi. Joule-Lens qonuniga ko'ra J tokning dt vaqtda R qarshilikli o'tkazgichdan o'tganda bajargan ishi:

$$Q = J^2 R t \quad (6-1)$$

Ikkinchi tomondan, agar tok tashuvchilar tezligini v desak, bajarilgan ish

$$dA = -Nd\left(\frac{mv^2}{2}\right) = -Nmv dv \quad (6-2)$$

Bo'ladi. Xajm birligidagi tok tashuvchilar soni n_0 ga teng deb olgan holda

$$N = n_0 S l,$$

demak, (6-2) dan

$$dA = -n_0 S l m dv \quad (6-3)$$

kelib chikadi. Ma'lumki,

$$J = jS, \quad j' = n_0 v q$$

$$J = n_0 v q S$$

buni (6-1) ga qo'yib,

$$dA = n_0 v q S R J \cdot dt$$

ni hosil qilamiz, bunda $J \cdot dt = dQ$ kattalik dt vaqtda J tok olib o'tgan zaryad miqdori. Binobarin,

$$dA = n_0 v q S R \cdot dQ \quad (6-4)$$

(6-3) ifoda bilan (6-4) ning o'ng tomonlarini tenglashtiramiz:

$$-m n_0 S l v dv = n_0 v q S R dQ$$

$$-m l dv = q R dQ \quad (6-5)$$

Hosil bo'lgan bu ifodani v dan nolgacha integrallab, C sterjen tormozlanganda G galvanometrda oqib o'tgan to'la zaryadni aniqlaymiz:

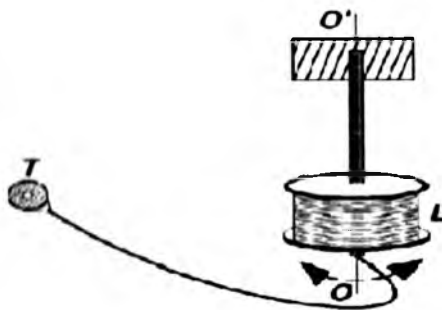
$$Q = \frac{m}{q} \cdot \frac{\ell}{R} v_0$$

Bundan:

$$\frac{q}{m} = \frac{\ell v_0}{QR} \quad (6-6)$$

Biz sterjen uzunligi ℓ , tezligi v , zanjirning qarshiligi R va galvanometrda o'tgan zaryad miqdori Q ni bilgan holda tok tashuvchilarning solishtirma zaryadi $\frac{q}{m}$ ni topishimiz mumkin. Bu kattalik elektronning solishtirma zaryadiga teng bo'lib chiqqan. Demak, metallarda tokni erkin elektronlar hosil qilar ekan.

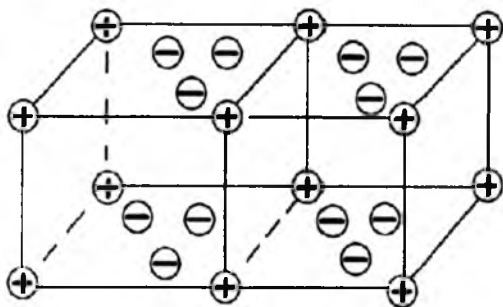
3. 1913 yilda L.I.Mandelshtam va N.D. Papaleksi quyidagicha tajriba o'tkazishadi. Ushbu tajribada g'altak olib, unga sim o'ralgan. Simning uchlari telefonga ulab qo'yilgan (54- rasm).



54-rasm

G'altak o'qi atrofida aylantirilganda, uning asosida o'zgaruvchan tok hosil bo'ladi, Buning natijasida telefonda tovush hosil bo'ladi. Bu tajribadan metallarda erkin tok tashuvchilar mavjudligi aniqlangan. Lekin bu tok tashuvchilarning zaryadini bilib bo'lmagan.

1916 yilda T. Styuart va R. Tolmanlar bu tajribada telefonni sezgir galvanometr bilan almashtirgan. Bundan metallarda tok tashuvchilar manfiy zaryadlanganligi aniqlangan. Tok tashuvchilarning solishtirma zaryadi barcha metallar uchun bir xil bo'lib, elektronning solishtirma zaryadiga yaqin chiqqan. Shunday qilib, metallarda tok tashuvchilar erkin elektronlar ekanligi isbotlangan.



55-rasm

Demak, metallar kristall panjaradan iborat bo'lib, panjara tugunlarida musbat zaryadlangan ionlar joylashgan va ular orasida erkin elektronlar harakatlanib turadi (55-rasm). Ionlar issiqlik tebranma harakatda bo'lib, elektronlar esa tartibsiz issiqlik harakatida bo'ladi. Metallardan tok o'tganda elektronlar tartibli harakat qila boshlaydi.

2 §. KLASSIK ELEKTRON NAZARIYADA OM VA JOUL-LENS QONUNLARI

Metallar elektr o'tkazuvchanligi klassik elektron nazariyasining asosiy vazifasi - Om va Joule-Lens qonunlarini nazariy jihatdan isbotlashdir. O'zi aslida bu qonunlar tajribadan aniqlangan. Endi biz ularni nazarviy jihatdan keltirib chiqaraylik.

1. O'tkazgichdan tok o'tganda kristall panjaralar orasidagi erkin elektronlar tartibli harakat qila boshlaydilar. Ular erkin yugurish yo'li uzunligida tekis

tezlanuvchan harakat qiladilar. Shuning uchun, elektron tartibli harakatining o'rtacha tezligi

$$\bar{v} = \frac{v_{\max}}{2} \quad (6-7)$$

bo'ladi, bunda $\bar{v}_{\max}$ -erkin yugurish vaqtida maydon ta'sirida elektronning olgan tezligi.

Agar elektronning massasi m , zaryadi e , o'tkazgichdagi statsionar elektr maydon kuchlanganligi E bo'lsa, elektronlarning harakati tenglamasi

$$m \frac{dv}{dt} = eE$$

Ko'rinishda bo'ladi. Bu tenglamani v bo'yicha noldan $\bar{v}$ va t bo'yicha noldan $\bar{t}$ gacha integrallaymiz. $\bar{t}$ erkin yugurish yo'lini bosib o'tish uchun ketgan vaqtlarning o'rtachasi. Bu holda

$$\bar{v}_{\max} = \frac{eE}{m} \bar{t} \quad (6-8)$$

hosil bo'ladi, yoki elektronlarning tartibli harakati o'rtacha tezligi (6-7) dan:

$$\bar{v} = \frac{eE}{2m} \bar{t} \quad (6-9)$$

Endi $\bar{t}$ o'rtachani ko'raylik:

$$\bar{t} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v} + \bar{u}} \quad (6-10)$$

U erkin yugurish yo'l uzunligining tartibli harakat tezligi bilan xaotik harakat tezliklari yig'indisiga nisbatiga tengdir. Lekin

$$\bar{u} \gg \bar{v}$$

ekanligini e'tiborga olsak,

$$\bar{t} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} \quad (6-11)$$

Buni $\bar{v}$ ning (6-9) dagi qiymatiga qo'yib,

$$\bar{v} = \frac{eE}{2m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} \quad (6-12)$$

ni hosil qilamiz. (6-10) ni tok zichligidagi qiymatiga qo'yamiz:

$$j = \ell n_0 \bar{v} = \ell n \frac{\ell E \cdot \bar{\lambda}}{2m\bar{u}} = \frac{\ell^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}} E \quad (6-13)$$

Bu yerda $\frac{\ell^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}}$ o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligini beradi, ya'ni:

$$\chi = \frac{\ell^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}}$$

Demak,

$$j = \chi E \quad (6-14)$$

Bu esa Om qonunining differensial ifodasidir. Agar vektor ko'rinishida yozsak:

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

2. Endi Joule-Lens qonunini keltirib chiqaraylik.

Ma'lumki, elektron o'z harakati davomida kristall panjara tugunlariga uriladi. Bu urilishda u o'zining energiyasini tugundagi ionga beradi. Bu energiya $\frac{m\bar{v}_{\max}^2}{2}$ ga teng, elektron birlik vaqtda o'rtacha z ta ionga uriladi desak,

$$\bar{z} = \frac{\bar{u}}{\bar{\lambda}}$$

bo'ladi. Endi o'tkazgichning birlik hajmida n_0 elektron bo'lsa, ular ionlarga $n_0 \bar{z}$ marta uriladi va

$$n_0 \bar{z} \cdot \frac{m\bar{v}_{\max}^2}{2} \quad (6-15)$$

ga teng energiya beradi. Elektronlar ionlarga urilib, energiyasini berganligi uchun energiya ularning issiqlik tebranish harakatini kuchaytiradi, ya'ni metall isiydi. Demak, elektronlarning energiyasi issiqlik energiyasiga aylanayapti va (10-9) o'tkazgichning birlik hajmining chiqargan issiqligi, ya'ni issiqlik energiyasi zichligidir:

$$\omega = n_0 \bar{z} \frac{m\bar{v}_{\max}^2}{2} = n_0 \frac{\bar{u}}{\bar{\lambda}} \frac{m\bar{v}_{\max}^2}{2}, \quad \bar{z} = \frac{\bar{u}}{\bar{\lambda}}$$

Shuning uchun endi yuqoridagi ifodadagi $\bar{v}_{\max}^2$ ning o'rniga (6-8) ni keltirib qo'yamiz, u holda

$$\omega = \frac{c^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}} E^2$$

Ma'lumki,

$$\chi = \frac{c^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}}$$

Demak,

$$\omega = \chi E^2 \quad (6-16)$$

By esa issiqlik energiyasi zichligi uchun Joule-Lens qonunining differensial ifodasidir.

3 §. METALLARNING ELEKTR O'TKAZUVCHANLIGI VA ISSIQLIK O'TKAZUVCHANLIGI ORASIDAGI BOG'LANISH. VIDEMAN-FRANS QONUNI

1853 yilda Videman va Franslar tajriba o'tkazib, shunday xulosaga kelishdi: bir xil temperaturada hamma metallarning issiqlik o'tkazuvchanlik ko'effitsiyenti K ning elektr o'tkazuvchanlik ko'effitsiyenti χ ga nisbati bir xildir, ya'ni:

$$\frac{K}{\chi} = C \quad (6-17)$$

Bu Videman-Frans qonuni deb ataladi. Keyinchalik Lorens $\frac{K}{\chi}$ absolyut temperaturaga proporsional ekanligini aniqladi, ya'ni:

$$\frac{K}{\chi} = C_1 T \quad (6-18)$$

Metallarning elektron o'tkazuvchanlik nazariyasi S ko'effitsiyentni hisoblashga imkon beradi. Metallarning issiqlik o'tkazuvchanlik ko'effitsiyenti elekeronlarning harakatiga bog'liq bo'lganligidan:

$$K = \frac{1}{2} k n_0 \bar{\lambda} \bar{u},$$

bunda χ - Bolsman doimiysi, n_0 - erkin elektronlar soni, $\bar{\lambda}$ va $\bar{u}$ - elektronlarning erkin yugurish yo'li uzunligi va ularning o'rtacha arifmetik issiqlik harakati tezligi. Ma'lumki,

$$\chi = \frac{\ell^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}}$$

Shuning uchun

$$\frac{K}{\chi} = \frac{k}{\ell^2} m(\bar{u})^2 \quad (6-19)$$

"Mexanika va molekulyar fizika" kursidan

$$\frac{m(\bar{u})^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

ekanligi bizga ma'lum. Bundan

$$\frac{K}{\chi} = \frac{k}{\ell^2} m(\bar{u})^2 = 3 \frac{k^2}{\ell^2} T \quad (6-20)$$

Demak,

$$C_1 = 3 \frac{k^2}{\ell^2} \quad (6-21)$$

Agar $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J / grad}$ va $\ell = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cl}$ son qiymatlarni o'rniga qo'ysak:

$$C_1 = 2,23 \cdot 10^{-8} \text{ J}^2 / \text{Cl}^2 \cdot \text{grad}^2$$

C_1 ning bu qiymati tajribada topilgan qiymatiga juda yaqindir.

4 §. METALLAR O'TKAZUVCHANLIGINING KLASSIK ELEKTRON NAZARIYASINING QIYINCHILIKLARI

Drude tomonidan rivojlantirilgan metallarning elektron nazariyasi juda soddalashtirib qaralgan edi. Drude elektronlar hammasi bir xil issiqlik harakat tezligiga ega deb faraz qilgan. Aslida esa bunday emas. Elektronlar ham gaz molekullari singari Maksvell tezliklar taqsimotiga bo'ysunadi. Lorens mana

shuni nazarga olib qaraydi. Bunda Om qonunining differensial ko'rinishi Drudeniki singari bo'ladi:

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

Lekin bunda χ ning ifodasi

$$\chi = \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}} \quad (6-22)$$

kabi bo'lmasdan, balki

$$\chi = \frac{3}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m} \left(\frac{1}{u} \right) \quad (6-23)$$

Bundagi hamma kattaliklar Drude nazariyasidagi ma'noga ega.

Faqat bu yerda $\left(\frac{1}{u} \right)$ elektronlar tezligi teskari qiymatining o'rtachasidir.

Lorens buni tezliklar taqsimotiga asosan aniqladi. Drude bilan Lorens formulalaridan ko'rinib turibdiki, ikkalasida ham χ koeffitsiyent $n_0, e, \bar{\lambda}, \bar{u}, m$ kattaliklarga bir xil bog'langan, ya'ni bog'lanish o'zgarmagan. Lorens

$\frac{K}{\chi} = 3 \frac{k^2}{e^2} T$ ga emas, balki $\frac{K}{\chi} = 2 \frac{k^2}{e^2} T$ ga ega bo'lgan, bunda

$C_1 = 2 \frac{k^2}{e^2}$ - Lorens koeffitsiyenti. Shunday qilib, tezliklar taqsimotiga asosan

keltirib chiqarilgan C_1 koeffitsiyent tajriba bilan Drude nazariyasiga asosan keltirib chiqarilgan C ga nisbatan kamroq mos tushadi.

Drude-Lorens nazariyalari tajribada kuzatiladigan juda ko'p hodisalarni tushuntirib bera olmaydi.

1. Tajribadan ma'lumki, metallarning solishtirma qarshiligi ρ temperaturaga proporsionaldir, ya'ni $\rho \sim T$ yoki $\rho \sim \frac{1}{T}$. Mana shu bog'lanishni Drude nazariyasi (6-22) formula bilan Lorens nazariyasi ((6-23) formula) tushuntirib berishi kerak edi. Statistik fizikadan, ya'ni "Mexanika va molekulyar fizika" kursidan ma'lumki:

$$\bar{u} \approx \sqrt{T}$$

Demak, Lorens nazariyasidagi $(\frac{\bar{I}}{u})$ kattalik $\sqrt{\frac{1}{T}}$ ga proporsional. Shuning uchun (6-22) va (6-23) ga asosan

$$\rho \sim \sqrt{T}$$

deb ayta olamiz. Mana shu nazariy xulosalarni isbotlash uchun (6-22) va (6-23) dan ko'rinib turibdiki, $n_0 \bar{\lambda}$ kattalik $\sqrt{T}$ ga teskari proporsional deb faraz qilish kerak, ya'ni: $n_0 \bar{\lambda} \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$

Lekin buni hech isbotlab bo'lmaydi, chunki "Mexanika va molekulyar fizika" kursidan $\bar{\lambda}$ ning hech qachon $\sqrt{T}$ ga teskari proporsional bo'la olmasligi ma'lum.

Shunday qilib, klassik elektron nazariyasi metallarning qarshiligini temperaturaga bog'liqligini tushuntirib bera olmaydi.

2. Ayniqsa metallarning issiqlik sig'imini hisoblashda katta qiyinchiliklar kelib chiqdi. Uni hisoblashda elektron gazning (elektron gazni klassik elektron nazariya ideal gaz molekularlarining hamma xususiyatlariga ega deb ko'rsatadi) issiqlik sig'imi nazardan chetda qolish mumkin emas. Metallning kilogramm atom issiqlik sig'imi ionli kristall panjaraning issiqlik sig'imi

$$C_1 = 6 \frac{\text{kkal}}{\text{kg} \cdot \text{atom} \cdot \text{grad}}$$

va elektron gazning issiqlik sig'imi $C_2 = \frac{i}{2} R$ larning yig'indisidan iborat bo'ladi.

Bunda $i = 3$, chunki Drude elektron gazni bir atomli gazga o'xshatadi, R - gaz universal doimiyligi bo'lib, $R = 2 \frac{\text{kkal}}{\text{kg} \cdot \text{grad}}$ Yuqoridagilardan metallarning

issiqlik sig'imi:

$$C = C_1 + C_2 = 6 \frac{\text{kkal}}{\text{kg} \cdot \text{grad}} = 9 \frac{\text{kkal}}{\text{kg} \cdot \text{grad}}$$

Lekin Dolong-Pti qonuniga ko'ra, metallarning kilogramm-atom issiqlik sig'imi boshqa qattiq jismlarning kilogramm-atom issiqlik sig'imidan kam farq qiladi va $6 \frac{\text{kcal}}{\text{kg} \cdot \text{atom} \cdot \text{grad}}$ ga tengdir.

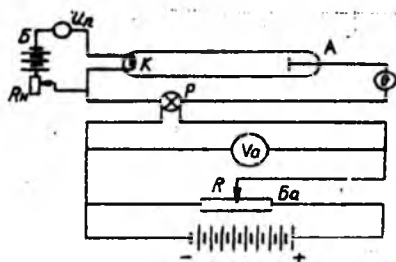
Mana shu nazariy va amaliy natijalarni solishtirish elektronlarning tartibsiz harakat energiyalari o'tkazgich qizishi bilan o'zgarmas ekan, degan xulosaga olib keladi. Bu holni ham klassik elektron nazariya tushuntirib bera olmadi.

3. Oxiri elektronlarning erkin yugurish yo'li uzunligida qiyinchilik tug'ildi. Ma'lumki, Drude $\bar{\lambda} = 10^{-8} \text{ cm}$, ya'ni erkin yugurish uzunligi kristall panjara davriga teng, deb ko'rsatilgan edi. Lekin (6-22) va (6-23 tajribaga mos kelishi uchun $\bar{\lambda}$ ni 100 baravar katta deb o'lish kerak bo'ladi. Boshqacha aytganda, elektronlar yuzta panjara tuguni bilan to'qnashmaydi, deb faraz qilish kerak bo'ladi. Bu faraz esa Drude-Lorens nazariyasiga mos tushmaydi.

5 §. TERMoeLEKTRON EMISSIIYA. 3/2 QONUNI. RICHARDSON DESHMEN FORMULASI

Qizdirilgan metallardan elektronlar chiqishi termoelektron emissiya hodisasi deyiladi. Elektronlarning eayergiyasi chiqish ishi A dan katta bo'lgandagina elektronlar uchib chiqa boshlaydi. Metalldagi erkin elektronlarning tezliklar bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuniga bo'ysunadi. Bundan ko'rinadaki, o'rtacha temperaturalarda ko'pgina elektronlar metallardan tashqariga chiqa oladi. Tajriba 1000° K temperaturada termoelektron emissiya intensivlashishini ko'rsatadi. Termoelektron emissiya natijasida termoelektron tok hosil bo'ladi.

Termoelektron emissiya hodisasini quyidagi tajribadan ko'rish mumkin (56-rasm). Yuqori vakuum hosil qilingan shisha trubkaga ikkita elektrod-katod K va anod A o'rnatilgan.

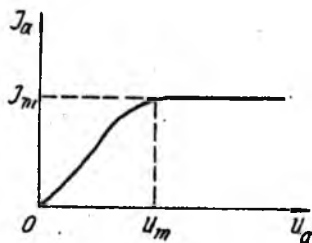


56-rasm

K katod B batareya orqali qizdiriladi. Katod ma'lum bir tekshiriluvchi metallardan yasalgan. Potensiometr R orqali katod bilan anod o'rtasida kuchlanish hosil qilinadi. Bu U_a kuchlanish V_a voltmetr orqali o'lchanadi. A bilan K ning o'rtasidagi kuchlanishning ishorasini o'zgartirish uchun R potensiometrdan foydalaniladi. Termoelektron tok esa galvonometr G orqali o'lchanadi. Tajribaning ko'rsatishicha, termoelektron tok J_a elektrodlar orasidagi kuchlanishga, katodning temperaturasi va uning qanday materialdan yasalganiga bog'liq bo'lar ekan.

Termoelektron tok bilan elektrodlar orasidagi U_a kuchlanish orasidagi bog'lanish 57- rasmda ko'rsatilgan.

Demak, grafikdan ko'rinadiki, katodning temperaturasi o'zgarmas saqlagan holda anod kuchlanishini o'zgartiradigan bo'lsak, termoelektron tok ham o'zgaradi. Eng avval anod kuchlanishini oshira borsak, sekin-asta termoelektron tok ham o'sa boradi. Masalan, biz katodni ma'lum bir temperaturagacha qizdiramiz.



57-rasm

U holda elektronlar uchib chiqa boshlaydi va energiyasi katta bo'lganlari anodga yetib boradi va kichik tok hosil qiladi. Qolganlari esa katod atrofida to'planib qoladi. Bu elektron buluti boshqa elektronlarning katoddan chiqishiga yo'l qo'ymaydi. Endi bie U_a ni oshirsak, u holda kichikroq energiyaga ega bo'lgan elektronlar ham anodga yetib bora boshlaydi va nihoyat U_a ni oshira borib, ma'lum bir U_T kattalikka yetgandan so'ng tok o'smay qoladi, ya'ni tok ma'lum bir J_T o'zgarmas qiymatga egabo'lib qoladi. Demak, qancha elektronlar katoddan chiqsa, shuncha anodga yetib boradi. J_a anod tokining eng katta qiymati $J_a = J_T$ to'yinish toki deb ataladi.

$U_a \ll U_T$ bo'lganda termoelektron tokning anod kuchlanishga bog'lanishi Boguslavskiy - Lengmyur qonuni ("Uch taqsim ikki qonuni") bilan ifodalanadi:

$$J_a = BU^{\frac{3}{2}} \quad (6-24)$$

Bunda B - elektrodning materialiga, tuzilishiga va ularning Bir-biriga nisbatan joylashishiga bog'liq bo'lgan koeffitsiyent. P ulagich orqali U_a ning ishorasini o'zgartirilsa termoelektron tok so'nadi, ya'ni "katodni berkitish" mumkin.

Agar biz ma'lum temperaturada va birlik vaqtda katoddan N ta elektron uchib chiqayapti desak, u holda to'yingan tokni quyidagi formuladan hisoblasak bo'ladi:

$$J_T = Ne \quad (6-25)$$

Tajriba ko'rsatadiki, katod temperaturasini oshira borilsa, to'yingan tok ham orta borar ekan. To'yintiruvchi tok zichligini Richardson formulasi bilan hisoblash mumkin:

$$j_T = B'T^2 e^{\frac{A}{kT}} \quad (6-26)$$

bunda A - elektronlarning metallan chiqish ishi, k - Bolsman doimiysi, B' - katod materialiga bog'liq bo'lgan emission doimiy. Bu koeffitsiyent yana katodning tozaligiga ham bog'liqdir. Bu (6-26) formula tajribaga juda ham

mos tushadi. Haqiqatdan ham, temperatura oshishi bilan termoelektron to'yinish tokning zichligi orta borar ekan. Tajribalarning ko'rsatishicha, sirti biror boshqa element bilan qoplangan katod yordamida kattaroq to'yingan tokka ega bo'lish mumkin. Chunki toza metallardan chiqish ishi sirti boshqa element bilan qoplangan metallardan chiqish ishiga nisbatan kattaroq bo'lar ekan. Shuning uchun toriy bilan qoplangan volfram katod 1700°C da toza volframning 2500°C da beradigan to'yingan tokiga nisbatan 3000 marta katta to'yingan tok beradi.

Hozirgi vaqtda seziiy va bariy qoplangan katodlar ham qo'llaniladi.

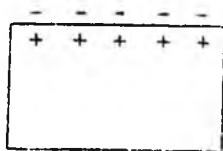
6 §. ELEKTRONLARNING METALLDAN CHIQISH ISHI.
KONTAKT POTENSIALLAR AYIRMASI. VOLTA QONUNLARI.
ICHKI VA TASHQI KONTAKT POTENSIALLAR AYIRMASI.

Ma'lumki, metallarda elektronlar tartibsiz issiqlik harakatida bo'lib turadilar. Bunda katta tezlikda harakatlangan elektron, ya'ni katta kinetik energiyaga ega bo'lgan elektron metallardan tashqariga uchib chiqishi mumkin. U uchib chiqishda metallda hosil bo'lgan ortiqcha musbat ionlar tortish kuchiga va metallardan tashqarida hosil bo'lgan elektronlar elektron "buluti"ning itarish kuchiga qarshi ish bajaradi. Mana shu ishni elektronlarning metallardan chiqish ishi deb ataladi. Buni shunday ta'riflash mumkin: elektronni metallardan tashqariga xavosiz fazoga chiqarish uchun sarf bo'ladigan ish chiqish ishi deb ataladi.

Chiqish ishi elektronlar tomonidan kinetik energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi. Chiqish ishi metallning kimyoviy tarkibiga va metall sirtining tozaligiga, quruqligiga bog'liqdir. Toza metall uchun chiqish ishi bir necha elektronovoltga teng.

Biz bilamizki, metallardan elektronlar uchib chiqishi natijasida metallda ortiqcha musbat ionlar hosil bo'ladi. Mana shu ionlar va uchib chiqqan

elektronlar metall sirti yaqinida joylashib qoladiki, uni biz juda yupqa kondensator deb qarash bo'ladi (58- rasm).



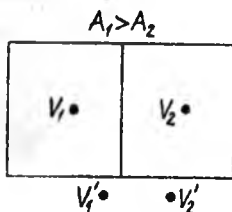
58-rasm

$$\Delta V = \frac{A}{e} \quad (6-27)$$

bu yerda A – elektronlarning chiqish ishi, e - elektronning zaryadi.

Elektron metalldan tashqariga uchib chiqayotganda mana shu kondensatorning elektr maydonini yengishi kerak. Ushbu maydonni harakterlovchi kattalik potentsiallar ayirmasi ΔV metall va tashqi muhit orasidagi kontakt potentsiallar ayirmasi deb ataladi.

Ikkita metall olib qaraylik. Ulardan birining chiqish ishi A_1 ikkinchisining A_2 bo'lsin. Faraz qilaylik, $A_1 > A_2$ (59-rasm).



59-rasm

Endi biz bu ikki metallni bir-biriga tekkizamiz. U holda albatta ikkinchi metalldan birinchi metallga elektronlar oqib o'tadi va ikkala metall bir-biriga qarshi teng zaryad bilan zaryadlanadi va elektr maydon hosil bo'ladi. Bunda 2 dan 1 ga elektronlarning o'tish ishi elektronlarning issiqlik harakati energiyasi hisobiga bajariladi. Shu sababli termodinamik muvozanatda ham ikkita bir-biriga tekkizilgan metallar orasida qandaydir potentsiallar ayirmasi $\Delta V_{12} = V_1 - V_2$ bo'ladi. Bu ayirma ichki kontakt potentsiallar ayirmasi deb ataladi.

Metallarning sirtiga juda yaqin bo'lgan nuqtalar potentsiallarning ayirmasi $\Delta V'_{12} = V'_1 - V'_2$ esa tashqi kontakt potentsiallar ayirmasi deb ataladi. Bu potentsiallar ayirmasi bir-biriga tekkizilgan ikki metall hosil qilgan tashqi elektr maydonini xarakterlaydi. Ikkita har xil metall bir-biriga tekkizilganda kontakt potentsiallar farqi vujudga kelishi 18 asrning oxirida italyan fizigi Volta tomonidan ochilgan. U tajriba orqali quyidagi ikkita qonunni kashf qildi.

1. Bir-biriga tekkizilgan ikkita har xil metall orasida vujudga keladigan kontakt potentsiallar ayirmasi, metallarning kimyoviy tarkibi va temperaturasiga bog'liq.

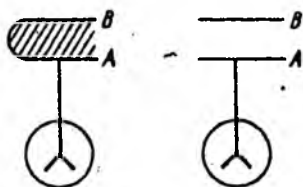
2. Bir necha metallardan iborat zanjir uchlarining kontakt potentsiallar ayirmasi (bu metallarning hammasining temperaturasi bir xil zanjir o'rtasidagi metallarning kimyoviy tarkibiga bog'liq bo'lmasdan, u oxirgi metallarni to'g'ridan-to'g'ri) orasidagi boshqa metallarsiz) biriktirilgandagi kontakt potentsiallar ayirmasiga teng bo'ladi (60-rasm).



60-rasm

Volta metallarning shunday qatorini tuzdiki, bu qatorda har bir oldingi metall o'zidan keyingilaridan biriga tekkizilganda musbat elektrlanadi: *Al, Zn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd*. Turli jinsli metallar bir-biriga tekkizilganda vujudga keladigan bu potentsiallar ayirmasining Volta kontakt potentsiallar ayirmasi deb ataladi.

Kontakt potentsiallar ayirmasini quyidaga tajribada kuzatish mumkin (61-rasm). Har xil metallardan yasalgan A va B plastinkalar olib, A ni elektroskopga biriktirib qo'yamiz. Izolyatsiyalovchi material qo'yib, so'ngra B ni qo'yamizda, A va B ni biror C sim bilan ulaymiz. U holda ular o'rtasida kontakt potentsiallar ayirmasi vujudga keladi hamd a A va B plastinkadan iborat bo'lgan yassi kondensator zaryadlanadi. Yuqoridagi B plastinkani yerga ulaymiz va C simni olib tashlaymiz. Bunda A plastinka zaryadlanib qoladi.



61-rasm

Bu zaryad juda kichik bo'lgani uchun elektroskop yaproqchalari sezilarli darajada ochilmaydi.

Agar B ni A dan uzoqlashtirsak, u holda kondensatorning sig'imi kamayadi va demak, potentsiali oshadi. Agar biz elektroskop shkalasini voltlarga darajalab qo'ysak, u vaqtda kontakt potentsiallar farqini o'lchashimiz mumkin bo'ladi.

Volta o'zining ikkinchi qonunida ketma-ket ulangan metallar qatorining uchlaridagi potentsiallar ayirmasi faqat chekkadagi metallar tabiatiga bog'liq bo'lib, oraliq metallar tabiatiga bog'liq emas, deb ko'rsatgan edi. Haqiqatdan ham agar biz A, B, C metallar qatorini qaraydigan bo'lsak (62- rasm), bunda ochiq zanjir uchlaridagi potentsiallar ayirmasi alohida juftlarning kontakt potentsiallar ayirmasiga tengligini ko'ramiz.

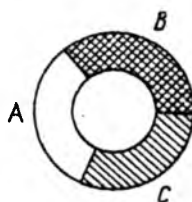


62-rasm

$$V_{AB} = V_{AB} + V_{BC} = (V_B - V_A) + (V_C - V_B) = V_C - V_A$$

Ko'rinib turibdiki, V_{AC} faqat V_A va V_C qiymatlar bilan aniqlanadi, ya'ni V_{AC} kattalik A va C metallarni B oraliq metalsiz bevosita tekkizilganda vujudga keladigan potentsiallar ayirmasiga teng bo'ladi. Shunday qilib, ketma-ket ulangan turli metallardan berk zanjir tuzilganda, bu metallarning kontakt potentsiallar ayirmasining yig'indisi zanjirda natijaviy elektr yurituvchi kuchi hosil qilmaydi, degan xulosaga kelimiz (63-rasm). Haqiqatan ham, ε elektr

yurituvchi kuch berk zanjirni aylanganda uchraydigan hamma potensial sakrashlarning algebraik yig'indisidan iboratdir.



63-rasm

Masalan, uchta turli A, B, C metallardan tuzilgan berk zanjirni aylanganda

$$V_{AB} + V_{BC} + V_{CA} = (V_B - V_A) + (V_C - V_B) + (V_A - V_C) = 0 \quad (6-28)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu natija zanjirning barcha kontaktlari birday temperaturada bo'lganidagina to'g'ri.

Endi biz mana shulardan foydalanib, tashqi va ichki potensiallar ifodasini keltirib chiqaramiz. Buning uchun ikkita har xil metall olamiz va ularni bir-biriga ulab, hosil bo'lgan berk konturni tekshiramiz (64- rasm). Bunda *a* va *b*- metall ichidagi nuqtalar, *c* va *d* - metall sirtiga joylashgan nuqtalar. U holda

$$\begin{aligned} e(V_b - V_a) + e(V_c - V_b) + e(V_d - V_c) + e(V_a - V_d) &= 0 \\ -e(V_a - V_b) - A_2 - e(V_c - V_d) + A_1 &= 0 \\ e(V_c - V_b) &= -A_2; \quad e(V_a - V_d) = A_1 \\ V_a - V_b &= \Delta V_{12} \quad V_d - V_c = \Delta V'_{12} \end{aligned} \quad (6-29)$$

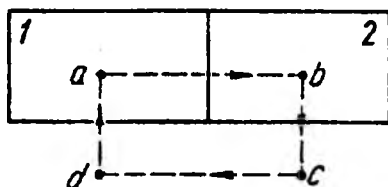
bo'lganidan

$$\Delta V'_{12} = \frac{A_1 - A_2}{e} + \Delta V_{12}$$

Odatdagi temperaturada $\Delta V_{12} \ll \Delta V'_{12}$ bo'ladi. Shuning uchun tashqi kontakt potentsiali ikkala metallning chiqish ishlarigagina bog'liq bo'ladi, ya'ni:

$$\Delta V'_{12} = -\frac{A_1 - A_2}{e} \quad (6-30)$$

Endi ichki kontakt potentsiali qanday ifodalanishini ko'raylik. Buni ifodalashda biz metallardagi elektron gazni ideal gaz deb qaraymiz.



64-rasm

Ma'lumki, ideal gazning bosimi $p = n_0 kT$ edi, bunda n_0 - birlik hajmdagi molekular soni (bizda esa birlik hajmdagi elektronlar soni), k - Bolsman doimiysi. Shunday qilib, ikkala metallning temperaturasi bir xil bo'lgan holda ham, $n_{01} \neq n_{02}$ bo'lgani uchun ikkalasidagi ichki elektronlar bosimi har turli bo'ladi. Agar $R_1 > R_2$ bo'lsa, u holda birinchidan ikkinchiga o'tadigan elektronlar ikkinchidan birinchiga o'tadigandagiga nisbatan ko'proq bo'ladi.

Bu holda ikki metall chegarasida hosil bo'ladigan kontakt potentsiallar ayirmasi;

$$\Delta V_{12} = V_1 - V_2 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} \quad (6-31)$$

bo'ladi.

Bu ichki kontakt potentsiallar ayirmasining ifodasidir. Demak, to'la kontakt potentsiallar ayirmasi

$$\Delta V = \Delta V'_{12} + \Delta V_{12} = -\frac{A_1 + A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} \quad (6-32)$$

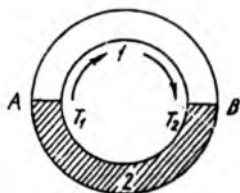
formula bilan hisoblanishi mumkin.

7 §. TERMoeLEKTRIK HODISALAR

1. Zeebek hodisasi

1821 yilda Zeebek ikki xil metall olib, ularning uchlarini kavsharlab, kavsharlangan joyni ikki xil temperaturada ushlab turilganda bunday zanjirda tok hosil bo'lishini aniqladi.

Ikki xil metallardan zanjir tuzamiz (65- rasm).



65-rasm

A va B kontaktlar orasida temperaturalar farqini hosil qilamiz. A kontaktia T_1 gacha qizdiramiz, B kontakti esa T_2 gacha sovitamiz, ya'ni

$$T_1 > T_2$$

Bu holda zanjirda elektr yurituvchi kuch hosil bo'ladi. Bu elektr yurituvchi kuch $\mathcal{E}$ ikkala kontaktdagi potensial sakrashlar yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\mathcal{E} = (V_1 - V_2) + (V_2 - V_1) \quad (6-33)$$

(6-32) dan foydalanib quyidagini yozamiz:

$$\mathcal{E} = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} + \frac{A_1 - A_2}{e} - \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}$$

bundan

$$\mathcal{E} = \frac{k}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} (T_1 - T_2) \quad (6-34)$$

Demak, kontaktning temperaturalari turli bo'lsa, shu temperaturalar farqiga proporsional bo'lgan elektr yurituvchi kuch hosil bo'lar ekan. Bu elektr yurituvchi kuch termoelektr yurituvchi kuch deb ataladi. Odatda, termoelektr yurituvchi kuch juda kichik bo'ladi. Masalan, konstantan bilan temirdan mana shunday zanjir tuzib, kontakt temperaturalar farqini $\Delta T = 100^\circ$ da ushlab tursak, $\mathcal{E} = 0,005B$ termoelektr yurituvchi kuch hosil bo'ladi.

Termoelektrik hodisalardan asosan temperaturalarini o'lchashda foydalaniladi. Buning uchun termoelement yoki termopara ishlatiladi. Ular termoelektr yurituvchi kuchlari malum bo'lgan, uchlari kavsharlangan, ikkita metall simdan iborat bo'ladi. Ularning bitta kavsharlangan uchi temperaturasi o'lchanayotgan moddaga tushiriladi, ikkinchi uchi esa ma'lum o'zgarmas

temperaturali muhitga kiritiladi. Termoparalarning sezgirligini oshirish maqsadida ularning bir nechitasi ketma-ket ulanadi. Bunday sistema termobatareya deyiladi.

Termoparalardan:

a) juda ham sezgarsiz darajadagi temperaturalarni o'lchashda foydalaniladi. Bunda termoparaning sezgirligini oshirish maqsadida unga galvanometr ulab qo'yiladi. Shuning uchun kontakt temperaturalar farqi juda kichik bo'lsa ham kontaktda tok hosil bo'ladi.

b) juda ham katta temperaturalarni o'lchashda foydalaniladi. Masalan, domna pechlarining ichidagi temperaturalarni bilish maqsadida. Bunda termoelektr pirometrlardan foydalaniladi. Ular juda ham erishi qiyin bo'lgan materiallardan yasaladi.

2. Pelte hodisasi

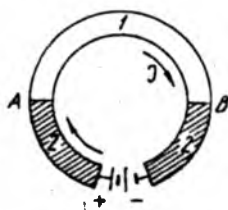
1834 yilda Pelte ikki xil metallardan yasalgan zanjirdan tok o'tkazilganda ular faqat isimasdan (Joul-Lens qonuniga asosan), balki bitta kavsharlangan joyidan qo'shimcha issiqlik ajralib chiqishini, ikkinchi kavsharlangan joyida issiqlik yutilishini payqagan. Ajralib chiqayotgan yoki yutilayotgan issiqlik

$$Q_{1,2} = P_{1,2} \cdot J \cdot t \quad (6-35)$$

ga teng, bunda $P_{1,2}$ - Pelte koeffitsiyenti deb ataladi. U kontaktdan birlik zaryad miqdori o'tganda ajralib chiqadigan yoki yutiladigan issiqlik miqdorini harakterlaydi.

Pelte hodisasi ikki metall chegarasida kontakt potentsiallar farqi hosil bo'lishiga bog'liq ekanligini ko'rish uchun kavsharlangan ikki metallni ko'ramiz (66- rasm). Bunda A kontaktdagi 1 metall manfiy zaryadlangan, 2 metall esa shu joyda musbat zaryadlangan bo'lsin.

Agar tok 66- rasmda ko'rsatilgancha bo'lsa, A kontaktda elektronlar 2 yo'nalishda harakat qiladi. Bunda elektronlar kontakt potentsiallar farqining elektr maydoni ta'sirida qo'shimcha tezlanish oladi.



66-rasm

Elektronlarning kinetik energiyasi kavsharlangan joyning ichki energiyasi hisobiga ortadi. A kontaktning ichki energiyasi kamayadi, natijada uning temperaturasi kamayadi. B kontaktda teskari hodisa ro'y beradi. Bunda elektronlar $2 \rightarrow 1$ yo'nalishda harakatlanadi. Kontakt elektr maydoni ta'sirida elektronlarning harakati sekinlashadi. Elektronlar o'z energiyasining bir qismini B kontaktda beradi. Buning natijasida B ning ichki energiyasi ortadi, ya'ni temperaturasi ko'tariladi. Agar tokning yo'nalishini o'zgartirsak, A isiydi, B soviydi.

Pelte hodisasidan sovitish mashinalari qurilishida foydalaniladi.

3. Tomson hodisasi

1856 yilda Tomson agar o'tkazgich yoki yarim o'tkazgich bo'ylab temperatura gradiyenti mavjud bo'lgan sharoitda u orqali elektr toki o'tsa, unda Joule issiqligidan tashqari qo'shimcha issiqlik ajralib chiqishini yoki issiqlik yutilishini tajribada ko'rgan. Bu issiqlik miqdori tok kuchiga, temperatura gradiyentiga va o'zgarmas tok o'tib turgan vaqtga to'g'ri proporsional bo'lar ekan:

$$dQ = \tau \cdot \frac{dT}{dx} J dx = \tau J dT \quad (6-36)$$

bunda τ - materialning tabiatiga bog'liq kattalik bo'lib, Tomson koeffitsiyenti deb ataladi.

Tomson hodisasini shunday tushuntirsa bo'ladi. Elektronlar o'tkazgichning yuqori temperaturali qismida past temperaturali qismidagiga qaraganda kattaroq tezlikda harakatlanadi. Shuning uchun o'tkazgichning sovuqroq qismiga ko'proq elektronlar o'tadi va o'tkazgichning qismlari orasida

potensiallar farqi hosil bo'ladi. O'tkazgichdan tok oqib o'tganda bu potensiallar farqi qo'shimcha issiqlik effektlari hosil qiladi. Buning natijasida o'tkazgichning issiqroq qismi sovuqroq qismi qancha issiqlik olsa, shuncha issiqlik yo'qotadi.

Bu hodisani quyidagicha soddaroq qilib tushuntirish ham mumkin. Harakatdagi elektronlarning o'rtacha energiyasi temperaturaga bog'liq bo'lib, temperatura ko'tarilishi bilan ortib boradi.

Agar elektr tokining yo'nalishi elektronlarning o'tkazgichning temperaturasi yuqori bo'lgan qismidan temperaturasi past bo'lgan tomonga qarab yo'nalishiga mos kelsa, issiqlik ajralib chiqadi, Chunki harakatchan elektronlar materialning o'rtacha energiyasi yuqori bo'lgan qismidan past bo'lgan qismiga o'tganda o'zining ortiqcha energiyasini kristall panjaraga beradi. Bundan tashqari, materialda elektr yurituvchi kuch mavjud bo'lib, elektronlar uning maydonida tormozlanadi va natijada ular energiyasining bir qismini yo'qotadi.

Buning hisobiga materialning sovuq qismi isiy boshlaydi. Tokning yo'nalishi o'zgarsa, materialning elektronlari energiyasi kichik bo'lgan qismidan kattaroq bo'lgan qismiga o'ta boshlaydi. Bundan tashqari, elektronlar termoelektr yurituvchi kuch maydonida tezlanish oladi. Natijada elektronlarning energiyasi oshadi. Elektronlar bu ortiqcha energiyani panjara lonlaridan oladi. Shuning uchun materialda issiqlik yutilib, u soviy boshlaydi.

Mustahkamlash savollari

1. Qanday hodisa o'tao'tkazuvchanlik deb ataladi?
2. Joule – Lenz qonunining differensial ko'rinishini yozib bering.
3. Kirxgof qoidalarining tenglamalar sistemasini tushuntirib yozib bering.
4. Bir jinsli bo'lmagan zanjir uchun Ohm qonunining ifodasini yozib bering.

5. Metallarda tok tashuvchilar erkin elektronlar ekanligini qaysi tajribalarda ko'rish mumkin?
6. Elektronlarning solishtirma zaryadini hisoblab, keltirib chiqarib bering.
7. L.I. Mandelshtam va N.D. Papaleksilar bilan T. Styuart va R. Tolmenlar tajribalarining farqi nimada?
8. Elektronning metallardan chiqish ishi deb nimani tushunasiz?
9. Voltaning nechta qonunini bilasiz? Ular qanday qonunlar?
10. Kontakt potentsiallar ayirmasi nima?
11. Ichki kontakt potentsiallar ayirmasini ayting va uning matematik ifodasini yozib bering.
12. Tashqi kontakt potentsiallar ayirmasini ayting va uning matematik ifodasini yozib bering.
13. Zeebek, Pelte, Tomson hodisalari qanday hodisalar?

VII BOB

TURLI MUHITLARD A ELEKTR TOKI

1 §. YARIM O'TKAZGICHLARNING O'TKAZUVCHANLIGI.

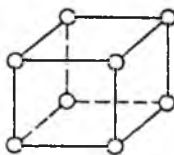
O'tkazgich ichida o'tkazuvchanlik elektronlari erkin yura oladi. Bunday xususiyatga ega bo'lmagan moddalar dielektriklar yoki izolyatorlar deyiladi.

Lekin ko'pincha shunday moddalar ham uchraydiki, ular o'z xususiyatlariga ko'ra o'tkazgich ham emas, izolyator ham emas. Bunday moddalar oraliq xolatda, ya'ni izolyator bilan o'tkazgich orasida turadi. Mana shunday moddalar yarim o'tkazgichlar deb ataladi. Yarim o'tkazgich moddalarga kremniy, selen, germaniy, grafit, olmos, tellur va boshqalar kiradi. Shuningdek, ko'pincha metall oksidlar, masalan, mis oksid (Cu_2O), bundan tashqari, metallning oltingugurt bilan birikmalari, masalan, ZnS , PbS va ko'pgina kimyoviy birikmalar kiradi.

Ma'lumki, o'tkazgichlarga metallar, izolyatorlarga esa chinni, kvars, ebonit kabilar kiradi. Asosan yarim o'tkazgichlardan yasalgan asbobl ar ko'p. Ko'pincha kuchaytiruvchi, to'g'rilovchi yarim o'tkazgich asbobl ar germaniy bilan kremniydan yasaladi.

Yarim o'tkazgichlar kristall tuzilishiga ega. Barcha qattiq jisml ar asosan ikkiga bo'linadi: kristall va amorf jisml ar. Kristall qattiq jisml arda atom va molekulalar ma'lum tartibda joylashgan bo'lib, har xil kristall panjarani hosil qiladi. Shuning uchun ularning fizik xossalari turli yo'nalishlar bo'yicha bir xil bo'lmaydi.

Kristall jisml ar uch sinfga bo'linadi: ideal sof kristall, sof kristallar va sof bo'lmagan kristallar. Atom va molekulalari kristall panjara larning tugunlaridagina joylashgan bo'lsa, bunday kristallar ideal sof kristallar bo'ladi (67- rasm). Masalan, germaniy atomlari faqat panjara tugunlaridagina joylashgan bo'ladi, tugunlar orasidagi bo'shliqda atomlar bo'lmaydi.



67-rasm

Sof kristallarda esa panjara tugunlari orasidagi bo'shliqda bir-ikkita atomlar uchrab turadi. Tabiatda ideal sof kristallar kamdan-kam uchraydi. Ishlab chiqarishda asosan sof kristallar ishlatiladi.

Sof bo'lmagan kristallarning kristall panjarasining aniq strukturasi bo'lmaydi.

Yana monokristallar va polikristallar bo'ladi. Agar izolyatorlarning elektr o'tkazuvchanligi δ juda kichik bo'lsa, (10^{-10} sm^{-1} dan $10^{-20} \text{ sm}^{-1} \text{ sm}^{-1}$ gacha), metallarning o'tkazuvchanligi esa juda katta (10^4 sm^{-1} dan $10^6 \text{ sm}^{-1} \text{ sm}^{-1}$ gacha) bo'ladi va yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi 10^{-10} sm^{-1} dan $10^{-10} \text{ sm}^{-1} \text{ sm}^{-1}$ dan $10^4 \text{ sm}^{-1} \text{ sm}^{-1}$ gacha bo'ladi.

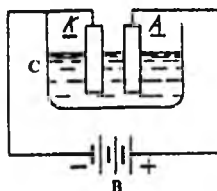
2 §. ELEKTROLITLARDA TOK

Toza suyuqliklarning ko'pchiligi elektrni yomon o'tkazadi. Masalan, mutlaqo toza suv, kerosin, mineral yog'lar va hokazolar juda yomon o'tkazuvchilardir. Lekin tuzlar, kislotalar va ishqorlarning suvdagi eritmasi yoki boshqa suyuqliklardagi eritmasi tokni yaxshi o'tkazadi. Masalan, distillangan suvga ozgina osh tuzi (NaCl) solinsa yoki ozgina sulfat kislotani (H_2SO_4) tomizilsa, suv yaxshi o'tkazgich bo'lib qoladi. Bunga sabab - tuz, kislota yoki ishqor suvda eriganda ionlarga ajraladi, ya'ni dissotsilanadi. Masalan, H_2SO_4 sulfat kislotani suvga salsak, u musbat va manfiy ionlarga ajraladi:



Endi biz bu eritmani maydonga joylashtirsak, ionlar tartibli harakatga keladi. Zaryadlangan zarralarning tartibli harakati esa tokni beradi.

Eritmadan tok o'tishi natijasida elektrodlarda modda ajralib chiqishi mumkin. Bu hodisa elektroliz deb ataladi. Suvdagi eritmalarda molekularning dissotsilanishi juda katta bo'ladi, bunga sabab suv dielektrik doimiysining qiymati juda katta ($\epsilon = 81$) ekanligidadir. Masalan, C idishga CuSO_4 mis kuporosining eritmasi quyilgan va unga ikkita - K ko'mir elektrod va A mis elektrod tushirilgan bo'lsin (68- rasm).



68-rasm

B batareyaning manfiy qutbi K ko'mir elektrodga, musbat qutbi A mis elektrodga ulangan. Bunda elektrodlar zaryadlanib qoladi va eritmada elektr maydon hosil bo'ladi. Mis kuporosi molekularining disotsilanishidan hosil bo'lgan ionlar bu maydon ta'sirida harakat qila boshlaydi, eritmadan tok o'tadi.

Musbat zaryadli ionlar K katodga keladi va unga o'z zaryadlarini berib, katodda neytrallangan zarra holida ajraladi. Manfiy ionlar A anodga qarab harakat qiladi va unda ajraladi. Mis kuporosi eritmasidan bipop vaqt tok o'tkazib, ko'mir elektrod ustiga qizg'ish mis qoplami o'tirayotganini osongina payqash mumkin. Bundan eritmada mis musbat ionlar ko'rinishida bo'lganiga ishonish mumkin. CuSO_4 ning qolgan qismi esa, ya'ni SO_4 gruppasi manfiy ionlar hosil qilishi kerak. Demak,



bunda musbat va manfiy ishoralar ionlarning ikki zaryadi ekanini ko'rsatadi.

Misning Cu^{++} musbat ionlari katodga keladi va u yerda mis atomlari sifatida ajraladi. SO_4^{--} ning manfiy ionlari anodga keladi. Agar anod mis bo'lsa, SO_4^{--} ionlar anodda neytrallanib, u bilan kimyoviy reaksiyaga kirishadi va qaytadan mis kuporosi molekulasini hosil qiladi:



bunda $2e$ - anodga o'tgan elektron.

Hosil bo'lgan mis kuporosi molekulalari yana eritmaga o'tadi. Natijada mis kuporosining eritmadagi miqdori o'zgarmay qoladi; katodda mis ajralib chiqadi. Anodning misi SO_4^{--} ioni bilan kimyoviy reaksiyaga kirishib, eritmaga o'tadi. Bu misol bizga elektrolitning o'tkazuvchanligi erigan modda molekulalari dissotsilangan ionlarining harakatiga bog'liq ekanligini ko'rsatadi.

Tok o'tganda tarkibiy qismlarga ajraladigan o'tkazgichlar ikkinchi jins o'tkazgichlar yoki elektrolitlar deyiladi, ularning o'tkazuvchanligi esa elektrolitik o'tkazuvchanlik deyiladi.

FARADEY QONUNLARI

Elektrolitik o'tkazuvchanlik qonunlari Faradey tomonidan 1336 yilda topilgan.

Faradeyning birinchi qonuni: elektrodda ajralgan modda massasi elektrolitdan o'tayotgan tok kuchiga va tokning o'tish vaqtiga proporsional:

$$M = KJt \quad (7-4)$$

bunda K - proporsionallik koeffitsiyenti, u elektrolitning tarkibiga va ajralib chiqqan moddaning tabiatiga bog'liq. Ma'lumki,

$$q = Jt$$

Demak,

$$M = kq, \quad (7-5)$$

ya'ni ajralib chiqqan moddaning massasi elektrolitdan o'tgan zaryad miqdoriga proporsionaldir. K koeffitsiyent ajralayotgan moddaning elektrokimyoviy ekvivalenti deb ataladi. $q_+ = 1$ da $M = K$ bo'ladi. Binobarin,

elektrokimyoviy ekvivalent son jihatidan elektrolitdan birlik elektr miqdori oqib o'tganda ajralgan modda massasiga tengdir.

Faradeyning ikkinchi qonuni elementlarning $\frac{A}{n}$ kimyoviy ekvivalenti K elektrokimyoviy ekvivalentga proporsionalligini ifodalaydi:

$$K = C \frac{A}{n} \quad (7-6)$$

bunda C - proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, barcha elementlar uchun birday. A - elementning atom og'irligi, n - valentligi $\frac{A}{n}$ - kimyoviy ekvivalenti.

Elementning kimyoviy ekvivalent deganda, shunday o'lchamsiz kattalik tushuniladiki, bu kattalik moddaning kimyoviy birikmalarida 1,0078 vodorod o'rnini bosadigan grammlarda olingan massasiga teng bo'ladi (SGSE o'lchov birliklar sistemasida).

Odatda, C koeffitsiyent o'rniga teskari kattalik kiritiladi: $C = \frac{1}{F}$

F - Faradey soni. Demak, $K = \frac{1}{F} \frac{A}{n}$ (7-7)

$$F = \frac{1}{K} \frac{A}{n}$$

(7-7) ni (7-6) ga olib borib qo'yib,

$$M = \frac{1}{F} \frac{A}{n} q \quad (7-8)$$

ni hosil qilamiz. (7-8) dan F Faradey soni shunday elektr miqdoriga tengki, bu elektr miqdori elektrolit orqali o'tganda, elektrodda bir kilogramm ekvivalent modda ajratib chiqaradi. Tajribadan:

$$F = 96494 \frac{\text{kulon}}{\text{kilogramm} = \text{ekvivalent}}$$

3 §. ELEKTROLITIK DISSOTSIATSIYA

Elektrolitik o'tkazuvchanlik eriyotgan modda molekularining dissotsilanashi natijasida eritmada hosil bo'lgan ionlarga bog'liqligini bilamaz. Erituvchining ionlari bilan o'zaro ta'sirlanish natijasida eritmada ionlar o'zaro dissotsilanadi. Dissotsiatsiya darajasi erigan modda tabiatiga ham, erituvchi modda tabiatiga ham bog'liq.

Dissotsiatsiya darajasini miqdor jihatidan xarakterlash uchun dissotsiatsiya koeffitsienti α kiritiladi. Agar eritmaning xajm birligida erigan moddaning n_0 ta molekulasini bo'lsa, molekularning ionlarga dissotsilangan qismi

$$n'_0 = \alpha n_0$$

bo'ladi. U holda ionlarga dissotsilanmagan qismi

$$n''_0 = n_0 - \alpha n_0 = (1 - \alpha)n_0$$

bo'ladi. Dissotsiatsiya koeffitsienti α molekularning eritmada dissotsilalanish darajasini ko'rsatadi. Agar $\alpha = 1$ bo'lsa, barcha molekular dissotsilangan, agar $\alpha = 0$ bo'lsa, dissotsiatsiya yo'q bo'ladi.

Dissotsilalanish darajasining ma'lum bir qiymatida molekularning ionlanish protsessi bilan ionlarning qaytadan neytral molekula bo'lib qo'shilish protsessi muvozanatda bo'ladi.

Dissotsilalanayotgan molekular soni eritmada bo'lgan molekular soniga proporsional. Demak, dissotsilangan molekular sonini yoza olamiz:

$$\Delta n'_0 = \beta(1 - \alpha) \cdot n_0 \quad (7-9)$$

bunda β - proporsionallik koeffitsiyenti.

Molekula hosil bo'lishi uchun har ikki ishorali ionlar kerak. Shuning uchun molekula bo'lib qo'shilayotgan molekula soni musbat ionlar soniga ham, manfiy ionlar soniga ham proporsional bo'ladi. Har bir ishorali molekularning hajm birliklaridagi soni dn_0 dir, shuning uchun molekula bo'lib qo'shilayotgan ionlar soni

$$\Delta n_0'' = \gamma \alpha n_0 \alpha n_0 = \gamma \alpha^2 n_0^2 \quad (7-10)$$

γ - proporsionallik koeffitsienti. Muvozanatda bo'lganda $\Delta n_0' = \Delta n_0''$ o'rnilariga qo'ysak:

$$\beta(-\alpha)n_0 = \gamma \alpha^2 n_0^2$$

$$\frac{1-\alpha}{\alpha^2} = \frac{\gamma}{\beta} n_0 \quad (7-11)$$

Bu (7-11) formula dissotsiatsiya koeffitsiyenti ε ni hajm birligidagi erigan molekular soni n_0 bilan bog'laydi. $\frac{\gamma}{\beta}$ nisbat n_0 ga bog'liq emas, faqat eritmaning tabiatiga va eritma turgan sharoitga (ya'ni temperaturaga) bog'liqdir.

(7-11) dan ba'zi bir xulosalar kelib chiqadi.

1. Eritma juda kuchsiz, ya'ni hajm birligidagi molekular soni $n_0 \approx 0$ deb olamiz, u holda $\alpha = 1$ bo'ladi, ya'ni kuchsiz eritmalarda α birga yaqin bo'lib, bu barcha molekularning dissotsilanganligini ko'rsatadi.

2. Agar dissotsialanish darajasini kichik deb faraz qilsak, u holda $\alpha \ll 1$ bo'lib, (7-11) quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{1}{\alpha^2} = \frac{\gamma}{\beta} n_0$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\beta}{\gamma}} \cdot \sqrt{\frac{1}{n_0}}$$

Bu holda dissotsilanish darajasi eritma konsentratsiyasidan olingan kvadrat ildizga teskari proporsional bo'ladi.

4 §. GAZLARNING ELEKTR O'TKAZUVCHANLIGI

Gazlar neytral atom va molekulalardan ta'kil topgan bo'ladi. Ularda erkin elektronlar bo'lmagani uchun ionlar bo'lmaydi. Shuning uchun gaz izolyator hisoblanadi, ya'ni elektr tokini o'tkazmaydi, Buni quyidagi misoldan

ham ko'rsa bo'ladi. Masalan, quruq havoga zaryadlangan o'tkazgich qo'yilsa, uzoq vaqtgacha o'z zaryadini saqlab turadi.

Agar gaz ionlashtirilsa, u o'tkazgichga aylanib qoladi. Gaz molekularining ionlashishi deganda ularning elektronlar va musbat ionlarga ajralishi tushuniladi. Gaz molekulari yoki atomlarini ionlashtirish uchun urib chiqarilayotgan elektron bilan atomning qolgan zararlari orasidagi bog'lanish kuchlariga qarshi ish bajarish kerak bo'ladi. Bu ishni ionizatsiya ishi A_i deb ataladi. Bu ish gazning kimyoviy tabiatiga va elektronning qaysi energetik bosqichda turganligiga bog'liq bo'ladi. Eng yuqori energiyali valent elektronni urib chiqarish uchun eng kam ish sarf bo'ladi. Masalan azot atomining (N^-) ionizatsiya ishi 14,5 eV ga teng, bir valentli ioni (N^+) uchun 29,5 eV, ikki valentli ioni (N^{++}) uchun esa 47,7 eV va hokazo.

Ionlashtirish ishini ionlanish potentsiali bilan harakterlash mumkin. Ionlanish potentsiali deganda shunday potentsiallar farqi tushuniladiki, elektron undan o'tganda energiyasi ionlashtirish ishiga teng bo'lgan miqdorda ortadi, ya'ni:

$$V_i = \frac{A_i}{e} \quad (7-12)$$

Gazlarning ionlanishi ular juda qattiq qizdirilganda yoki uning molekulari elektronlar bilan bombardimon qilinganda sodir bo'ladi. Ionlanish protsessi ionlanish intensivligi bilan harakterlanadi. Ionlanish intensivligi birlik vaqtda birlik hajmda hosil bo'ladigan qarama-qarshi zaryadlangan zarralarning juft soni bilan o'lchanadi.

Odatda, gaz doim kosmik nur va radioaktiv nurlanishlar ta'sirida bo'lgani uchun uning o'tkazuvchanligi nolga teng bo'lmaydi. Lenin bu kosmik nur va radioaktiv nurlanishlar ta'sirida bo'ladigan ionlanish intensivligi juda kichik bo'lganidan, gazning o'tkazuvchanligi nolga yaqin bo'ladi.

Endi ionlashtirish protsessini ko'raylik. Elektron yoki ion tezlashtiriladi (maxsus tezlatgichlarda) va ular bilan gaz molekulari yoki atomlari bombardimon qilinadi. Tezlashtirilgan zarraning kinetik energiyasi

$$W_k = qV$$

bo'ladi, bu V potensial farqida tezlashtirilgan zarraning zaryadi q bo'lsin. U holda:

$$W_k = eV$$

Agar zarraning massasi m bo'lsa, u holda uning tezligi

$$v = \sqrt{\frac{2W_k}{m}} = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (7-13)$$

bo'ladi. Soddalik uchun bir atomli gazni qaraymiz. Zarra atomga kelib urilganda u o'z energiyasining bir qismini atomga beradi. Agar zarraning energiyasi kichkina bo'lsa, u holda urilish elastik bo'ladi va berilgan energiya faqat gazni isitadi. Chunki uzatilgan energiya gaz atomini ionlashtirishga yetmaydi. Agar zarraning energiyasi yetarlicha katta bo'lsa, urilish noelastik bo'lib, atom uyg'onadi, ya'ni bir elektronni normal energiya sathidan yuqoriroq sathga o'tadi va xatto atomdan uchib chiqishi, ya'ni ionlanish hodisasi ro'y berishi mumkin. Ionlanish ro'y berishi uchun zarra qanday minimal (min) energiyaga ega bo'lishi kerakligini ko'raylik. Gazni tashkil etgan molekularning issiqlik harakat tezligi kelib urilayotgan zarra tezligidan juda kichik bo'ladi. Shuning uchun gazni tashkil etgan molekularni qo'zg'almas deb hisoblash mumkin. U holda noelastik urilish uchun harakat miqdorining saqlanish qonunini yozamiz:

$$mv = (m + M)u \quad (7-14)$$

bunda M - atom massasi, U - atom bilan zarrachaning urilgandan keyingi tezligi. Bunda biz atomdan urib chiqarilgan elektronning tezligi ham U ga teng deb faraz qilamiz. Zarraning kinetik energiyasi ionlanish ishiga va zarraning atom bilan urilgandan keyingi kinetik energiyalarining yig'indisiga sarf bo'ladi:

$$\frac{mv^2}{2} = A_i + \frac{(m+M)u^2}{2}$$

bundagi U ning o'rniga (7-3) dan ifodasini keltirib qo'yamiz, u holda:

$$\frac{mv^2}{2} = A_i + \left(\frac{m+M}{2}\right) \left(\frac{mv}{m+M}\right)^2 = A_i + \frac{(mv)^2}{2} \cdot \frac{1}{(m+M)},$$

$$\frac{mv^2}{2} = A_i + \frac{mv^2}{2} \cdot \left(\frac{m}{m+M}\right),$$

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{mv^2}{2} \left(\frac{m}{m+M}\right) = A_i,$$

$$\frac{mv^2}{2} = \left(1 - \frac{m}{m+M}\right) = A_i, \quad \frac{mv^2}{2} \left(\frac{M}{m+M}\right) = A_i,$$

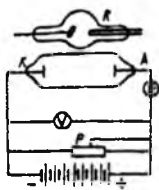
$$\frac{mv^2}{2} = A_i \left(\frac{m+M}{M}\right) = A_i \left(1 + \frac{m}{M}\right) \quad (7-15)$$

Bundan ko'rinadiki, ionlanish ro'y berishi uchun zarraning energiyasi ionlanish ishidan kam bo'lmasligi kerak. Zarraning massasi atom massasidan qanchalik kichik bo'lsa, ionlanish ro'y berishi uchun kerak bo'ladigan energiya ionlanish ishiga shunchalik yaqin bo'lar ekan.

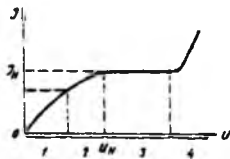
5 §. MUSTAQIL BO'LMAGAN GAZ RAZRYADI

Gazlardan tok o'tish protsessi gaz razryadi deb ataladi. Agar gazning elektr o'tkazuvchanligi tashqi ionizator yordamida bo'lsa, ya'ni biror ionizator ta'sirida gaz elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lsa, u holda gazda hosil bo'ladigan tok mustaqil bo'lmagan gaz razryadi deb ataladi. Ionizator ta'siri to'xtaganidan keyin mustaqil bo'lmagan gaz razryadi to'xtaydi.

Mustaqil bo'lmagan gaz razryadida tokning kuchlanishga bog'lanishini quyidagi tajribadan ko'raylik. Ballondagi gaz (69- rasm) rentgen nurlari yordamida ionlashtiriladi. U holda hosil bo'lgan tok sezgir galvonometr yordamida ko'riladi. Bunda hosil bo'lgan tokning kuchlanish bilan bog'lanish grafigi 70- rasmda ko'rsatilgan.



69-rasm



70-rasm

Eng avval kuchlanish kichik paytda tok U ga chiziqli bog'langan bo'ladi (70-rasm). Bunda tok zichligi

$$j = q + n_{0+}(u_0 - u_-)E \quad (7-16)$$

deb yozish mumkin. Bunda U_+ va U_- - manfiy va musbat ionlarning harakatchanligi, q va n_{0+} - musbat ionlarning zaryadi va konsentratsiyasi E-maydon kuchlanganligi. U o'sa borishi bilan (2 soha) chiziqli bog'lanish buziladi, chunki ionlar konsentratsiyasi kamaya boradi. U ma'lum bir qiymatga yetganda tok o'zgarmas bo'lib qoladi. J_r - to'yingan tokdir (3 soha). Oxiri (4 soha). yana ionizatsiya boshlanib, tok orta boshlaydi. Mustaqil bo'lmagan razryad hech qanday yorug'liksiz, nurlanishsiz bo'ladi.

6 §. MUSTAQIL GAZ RAZRYADI

Yuqorida gapirilgan razryadda tashqi ionizator doim bo'ladi. Endi tashqi ionizator olib qo'yilganda ham to'xtamasdan davom etadigan razryad mustaqil razryad deb ataladi. Muyetaqil bo'lmagan razryaddan mustaqil razryadga o'tish mumkin. Qanday qilib?

Katta kuchlanishda tashqi rentgen nurlari ta'sirida hosil bo'lgan elektron shunday tezlanish olishi mumkinki, u yo'lida uchragan molekulaga urilib, uni ionlashtiradi va ikkilamchi elektron va ion hosil qiladi. bu hosil bo'lgan ikkilamchi elektron ham o'z yo'lida boshqa molekulalarni ionlashtirishi mumkin va hokazo. Buning natijasida gazda tok tashuvchi zarralarning soni juda tez o'sa boradi. Mana shuning uchun 4 sohada (72-

rasm) tok keskin oshgan. Lekin buning o'zi mustaqil razryadga olib kela olmaydi. Chunki agar tashqi ionizator olib qo'yilsa, borgan sari ionlashtiruvchi elektronlar soni kamaya boradi va oxiri razryad to'xtaydi.

Endi biz kuchlanishni shunday oshirsakki, u holda ionlar ham ionlashtirish qobiliyatiga ega bo'lib qolsalar, u holda butunlay boshqacha hodisa bo'ladi. Bunda ikki tomondan elektronlar oqimi hosil bo'ladi (bir tomondan elektronlarning o'zidan, ikkinchi tomondan musbat ionlarning ionlashtirishi natijasida) va tashqi ionizatorni olib qo'yib, kuchlanishni oshira borsak, razryad davom etaveradi. Bunda mustaqil bo'lmagan razryad mustaqil razryadga aylanadi. Mava shu mustaqil bo'lmagan razryaddan mustaqil razryadga o'tishdagi kuchlanishni yoquvchi kuchlanish deb ataladi va u U_0 bilan belgilanadi.

Bunda yana quyidagi hodisalar bo'lishi mumkin. Ionizatsiya energiyasidan kichikroq energiyaga ega bo'lgan elektron va ionlar atom va molekullarga urilib, ular normal holga qaytishida o'zidan nur chiqaradi. Bu nur esa katodga tushib undan elektronlarni urib chiqarishi mumkin. Bundan tashqari, katta tezlikdagi elektronlar ham anoddan ionlarni urib chiqarishi mumkin.

Tajribalar ko'rsatadiki, yoquvchi kuchlanish U_0 , gazning bosimi P bilan elektrodlar orasidagi masofa d ning ko'paytmasiga va katodning materialiga bog'liq bo'lar ekan.

7 §. MUSTAQIL GAZ RAZRYADLARINING TURLARI

Mustaqil razryad uch asosiy turga bo'linadi: toj razryad, uchqun razryad, yoy razryad. Toj razryad normal bosimda bir jinsli bo'lmagan elektr maydondagi gazlarda bo'ladi, Masalan, gaz bilan to'ldirilgan elektrodli trubkalarda toj razryadlar elektrodlar yonida ro'y beradi. Xususan, katod ionlar bilan bombardimon qilinganda katod yonida manfiy tok razryad bo'ladi. Gaz anod yonida ionlashsa, u holda anod yonida musbat tok razryad

hosil bo'ladi. Toj razryad juda zararli. Uning natijasida juda ko'p energiya yo'qoladi. Toj razryadni kamaytirish uchun o'tkazgichlarning egriligi oshiriladi va sirlari silliq qilinadi. Katta kuchlanishlarda elektrodlar orasida toj razryad uchqun razryadga aylanadi.

Uchqun razryad har tomonga tarmoqlangan kanallardan iborat. Bu razryad katod yoki anod yaqinidagi, yoki ikkala elektrod o'rtasidagi biror nuqtadan boshlanadi.

Uchqun razryadda juda katta issiqlik ajralib chiqadi, gaz yarqiraydi va qattiq qarsillagan tovush chiqadi. Bularga kanallarda hosil bo'lgan elektron va ion quyunlari (lavinalar) sababchi bo'ladi, bu quyunlar bosimni juda ham oshiradi, bosim bir necha yuz atmosferaga, temperatura esa 10000°C gacha yetadi. Uchqun razryadga chaqmoq misol bo'la oladi. Chaqmoq kanallarining uzunligi 10-25 sm bo'lib, o'zi bir necha kilometrlargacha yetadi. Chaqmoqning maksimal tok kuchi 10 va 100 minglarcha amper bo'ladi.

Yoy razryadini 1802 yilda Petrov ochgan. U ikkita ko'mir bo'lagini olib, ularni Volta elementining qutblariga ulagan va ularni bir-biriga tekkizib, undan keyin bir-biridan ozgina uzoqlashtirganda ular orasida elektr yoy hosil bo'lishini ko'rgan. Bu yoy ko'zni qamashtiradigan darajada oq bo'lgan. Petrov buni o'rganib, bu - gaz razryadlarining biri degan xulosaga keladi. Chunki bunda qizigan katoddan elektronlar uchib chiqadi va u elektr maydonda tezlashib, gaz molekulalarini ionlashtiradi. Yoy razryaddan birinchi bo'lib Yablochkov yorug'lik manbai sifatida foydalangan. U ikkala ko'mirni parallel o'rnatib, orasiga izolyator qo'ygan va ularni bir-biriga ulagan. Bu qurilmaga tok berilganda ulangan joyi yonib, ikkala ko'mir orasida elektr yoy paydo bo'lgan. Hozir elektr yoyidan metallarni qirqishda va har xil yoritkich manbalari sifatida foydalaniladi.

Endi plazma deganda nima tushuniladi, shuni ko'raylik. Plazma gazning shunday holatiki, bunda ionizatsiya juda ham kuchli bo'lib, elektron va ionlarning konsentratsiyasi juda katta bo'ladi. Masalan, uchqun razryad

kanalida, yoy razryadlarda gaz shu holatda bo'ladi. Neytral plazmada elektron bilan musbat ionning konsentratsiyasi bir xil bo'lib, umumiy zaryadi nolga teng bo'ladi. Plazmadagi elektronlarning issiqlik harakati tezligi Maksvell taqsimotiga bo'ysunadi. Elektronlarning o'rtacha energiyasi plazmada juda ham katta bo'ladi. Bu energiyaga mos keladigan temperatura esa bir necha 10000° C bo'ladi.

Mustahkamlash savollari

•

1. Termoelektron emissiya deganda qanday hodisani tushunasiz?
2. Ikki elektrodli lampa, ya'ni diod qanday tuzilgan?
3. Diodning anod xarakteristikasini chizib bering. To'yinish toki nima?

Qaysi vaqtda to'yinish yuz beradi?

4. $3/2$ qonuni nima haqida?
5. Richardson – Dushman formulasini yozib bering.
6. Katod qanday metallardan yasalganda kattaroq to'yingan tokka ega

bo'lish mumkin?

7. Elektrolit deb nimaga aytiladi?
8. Elektrolitik dissotsiatsiya nima?
9. Elektrokimyoviy ekvivalent deganda nimani tushunasiz?

10. Faradeyning ikkita qonunini aytib bering va ularning matematik ifodasini yozib bering?

11. Elektrolitik dissotsiatsiya nima?
12. Faradey sonining fizik ma'nosini aytib bering.
13. Gaz razryadi deganda nimani tushunasiz?

14. Qanday gaz razryadlarini bilasiz? Mustaqil bo'lmagan gaz razryadi deganda nimani tushunasiz?

15. Mustaqil gaz razryadi deganda nimani tushunasiz? Ularning turlarini aytib bering.

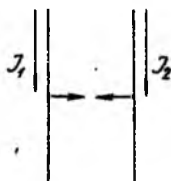
VIII BOB

VAKUUMDAGI MAGNIT MAYDONI

1 §. MAGNIT MAYDONI

Ma'lumki, tinch turgan zaryadlar o'z atrofida maydon hosil qiladi. Bu maydon elektr maydon bo'lib, u o'ziga kiritilgan zaryadlarga $\vec{F} = q\vec{E}$ kuch bilan ta'sir qiladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, tokli o'tkazgichlar ham o'z atrofida maydon hosil qiladi. Bu maydon magnit maydon deb ataladi ham o'ziga kiritilgan tokli o'tkazgichga ta'sir qiladi. Masalan, bir xil yo'nalishlardagi toklar oqayotgan ikkita parallel o'tkazgich o'zaro tortishadi (71-rasm).



71-rasm

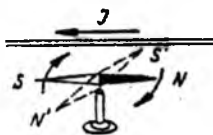
Buni qanday tushuntirish mumkin? Toklarning har biri o'z atrofida fazoda magnit maydon hosil qiladi va bu maydon ikkinchi tokka ta'sir qiladi. Tokli o'tkazgich atrofida hosil bo'ladigan maydonning asosiy xususiyatlarini o'rganish uchun biz ikkita tajribani ko'raylik.

1. Magnit strelka olib, uning yoniga yengil dielektrik sharcha joylashtiramiz (72-rasm). bu sharchani zaryadlab, biz uning strelkaga hech qanday ta'sir qilmaganligini ko'ramiz. O'z navbatida magnit strelkaning magnit maydoni ham sharchaga ta'sir ko'rsatmaydi. Shunday qilib, biz qo'zg'almas elektr zaryadlar magnit maydon hosil qilmaydi va o'zgarmas magnit maydon qo'zg'almas zaryadga ta'sir qilmaydi, degan xulosaga kelamiz.



72 rasm

2. To'g'ri chiziqli o'tkazgich tagiga magnit strelka joylashtiramiz (73-rasm). Bu strelka o'z vertikal o'qi atrofida erkin aylanadi. Endi biz o'tkazgichdan o'zgarmas tok o'tkazsak, strelka o'tkazgichga perpendikulyar bo'lib turishga harakat qilib buriladi.



73-rasm

Tok kuchi qancha katta bo'lsa va yer magnit maydonining ta'siri qancha kam bo'lsa, strelka shunchalik perpendikulyar joylashadi. Bu hodisa 1820 yilda Ersted tomonidan aniqlangan. Ersted bu tajribada tokning yo'naliini qarama-qarshisiga o'zgartirib ko'rди va bunda strelka qarama-qarshi tomonga burilganligini aniqladi. Undan keyin turli shakldagi o'tkazgichlar bilan tajriba o'tkazilib, kuzatilgan hodisalar asosida o'tkazgichdan elektr toki o'tganda, o'tkazgich atrofida magnit maydon hosil bo'ladi va magnit strelkaga ta'sir qiladi, degan xulosaga kelingan.

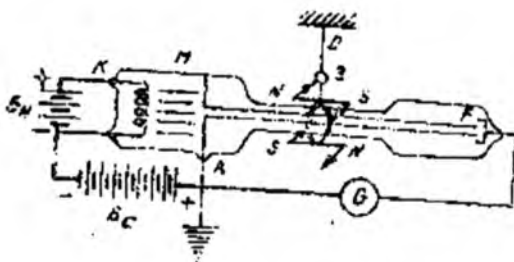
O'tkazgichdagi tok - bu zaryadlarning tartibli harakatidir. Shuning uchun yuqoridagi tajribalarga asosan har qanday harakatlanayotgan zaryadlar atrofida magnit maydon hosil bo'ladi, degan xulosaga kela olamiz. Bunda o'tkazgichning qanday materialdan yasalganligi va qizishi hech qanday rol o'ynamaydi.

Harakatlanayotgan elektronlar maydonining magnit strelkaga ta'sirini 1911 yilda Ioffe o'lchagan. U quyidagicha ish tutadi (74-rasm). Qizdirilgan katoddan chiqqan elektronlar K katod bilan A anod orasidagi elektr maydonda

tezlashadi va A anoddagi tirqishdan elektr dastasi chiqadi. Bu elektron dastasi Faradey silindri F ga tushadi. F o'z navbatida sezgir galvanometr bilan ulangan. Elektronlar dastasi yo'liga ikkita magnit strelka o'rnatilgan. Bu strelkalar bir-biriga parallel bo'lib, qutblari qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan. Bu strelkalar o'zaro yengil metall xalqa bilan biriktirilgan va bularning hammasi ishga osib qo'yilgan. Qutblari qarama-qarshi yo'nalgan magnit strelkalar biri ikkinchisiga yer magnit maydonining ko'rsatadigan ta'sirini kompensatsiyalash uchun o'rnatilgan. Yer magnit maydonining ta'siri bo'lmaganda bitta magnit strelka ham yetarli edi.

Elektronlar oqib o'tar ekan, ularning magnit maydoni strelkalarga ta'sir qiladi va biz strelkalar osib kuyilgan ishning burilishidan strelkaga magnit maydon qanday kuch bilan ta'sir qilayotganligini bilishimiz mumkin. M trubkadagi tok G

galvanometr bilan o'lchanadi. Bu trubkaning o'rniga to'g'ri o'g'kazgich olinganda



74-rasm

(bu o'tkazgichdan oqib o'tadigan tok trubkadagi tokka teng) ham ipning burilishi o'zgarmaganligini ko'ramiz. Bundan erkin elektronlar dastasi o'z magnit ta'siriga ko'ra o'tkazgichlardagi tokka ekvivalent, degan xulosa kelib chiqadi. Bu degan so'z, tokli o'tkazgichning magnit maydoni qanday bo'lsa,

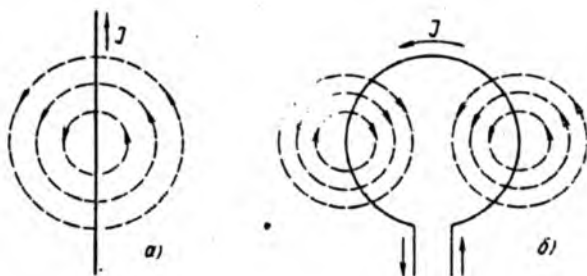
vakuumdagi elektronlar dastasining magnit maydoni ham xuddi shunday bo'ladi, demakdir.

Bu tajriba har qanday harakatlanuvchi zaryad (xox u elektron bo'lsii, xox u ion yo zaryadlangan jism bo'lsin) atrofida elektr maydonidan, tashqari magnit maydoni ham bo'lishini ko'rsatadi. Elektr maydon o'zidagi harakatlanayotgan zaryadga ham, harakatlanmayotgan zaryadga ham ta'sir qiladi. Magnit maydonining esa asosiy xususiyatlaridan biri shundaki, u faqat harakatlanayotgan elektr zaryadlarigagina ta'sir qiladi. Demak, bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan ikki zaryadning elektr ta'sirigagina bo'lmasdan, balki o'zaro magnit ta'siri ham bo'lar ekan. Buni keyingi paragrafda mukammalroq ko'ramiz.

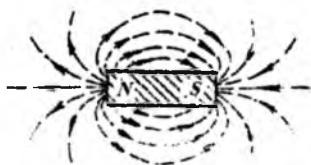
Magnit maydonining asosiy xarakteristikalaridan biri- magnit induksiya vektori $\vec{B}$ dir. Hozir biz $\vec{B}$ ning fizik ma'nosiga to'xtamasdan, balki magnit maydonning istalgan nuqtasida uning yo'nalishini topish usullaridan birini ko'raylik. $\vec{B}$ ning istalgan nuqtadagi yo'nalishi shu nuqtaga joylashtirilgan cheksiz kichik magnit strelkaning shimoliy qutbiga maydon ta'sir kuchining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Janubiy qutbiga ta'sir etuvchi kuch esa $\vec{B}$ ning yo'nalishiga qarama-qarshidir. Demak, magnit strelkaga juft kuch ta'sir qilib, bu kuch magnit strelkani $\vec{B}$ ning yo'nalishi bilan ustma-ust joylashtirishga harakat qiladi.

Magnit maydonni grafik ravishda tasvirlash uchun magnit induksiya chiziqlaridan foydalaniladi. Magnit induksiya chiziqlari shunday egri chiziqlarki, ularning hap bir nuqtasiga o'gkazilgan urinma $\vec{B}$ ning shu nuqtadagi yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi. Tokli o'tkazgichning induksiya chiziqlari yopiq bo'lib, o'tkazgichni o'z ichiga oladi (75-rasm).

Magnit induksiya chiziqlari yo'nalishini parma qoidasiga asosan aniqlasa bo'ladi. Bu qoida shunday ta'riflanadi: parmaning ilgarilanma harakati tok yo'nalishi bo'yicha olinsa, uning dastasi aylanma harakatining yo'nalashi induksiya chiziqlarining yunalishini beradi.



75-rasm



76-rasm

O'zgarmas magnit induksiya chiziqlari shimoliy qutbdan chiqib janubiy qutbga kiradi (76-rasm). Ma'lumki, elektrostatik maydon kuchlanganligi chiziqlari musbat zaryaddan chiqib manfiy zaryadga kirar edi. Bu ikki holni taqqoslab, magnit qutblari magnit zaryadi rolini o'ynashini ko'ramiz. bundan magnit zaryadi mavjud ekan degan xulosa kelib chiqmaydi, chunki magnitni o'rtasidan bo'lsak, N bilan S alohida bo'lib qolmasdan, balki ikkita magnit hosil bo'ladi. biz uni qanchalik mayda bo'laklarga bo'lmaylik, bu bo'lakchalar shimoliy va janubiy qutbga ega bo'lgan kichkina magnitchalar bo'ladi. Demak, elektr zaryadlaridan farqli ravishda erkin magnit zaryadlari bo'lmas ekan.

2 §. BIO-SAVAR-LAPLAS QONUNI

Ersted tajribalaridan keyin o'zgarmas tok magnit maydonlari o'rganila boshlandi. 1820 yilda fransuz olimlari Bio va Savar to'g'ri tok, aylanma tok, tokli g'altak va hokazolarning havoda hosil qilgan magnit

maydonlarini o'rgana boshladilar. Ular juda ko'p tajribalardan quyidagi xulosalarga kelishdi:

a) hamma hollarda ham elektr tokining magnit maydon induksiyasi $\vec{B}$ tok kuchi J ga to'g'ri proporsional;

b) magnit induksiya tokli o'tkazgichning shakli va o'lchamiga bog'liq;

v) magnit maydonning istalgan nuqtasidagi induksiya vektori $\vec{B}$ shu nuqtaning tokli o'tkazgichdan qanday masofada joylashishiga bog'liq. Masalan, uzun to'g'ri chiziqli o'tkazgich bo'lgan holda undan tok oqib o'tayotganda magnit induksiya $\frac{J}{r_0}$ ga proporsional bo'ladi: bunda r_0 maydonning qaralayotgan nuqtasidan o'tkazgichlarga bo'lgan masofa. Aylanma tokning markazidagi magnit induksiya $\frac{J}{R}$ ga proporsional ekan; bunda R - aylanma tokning radiusi.

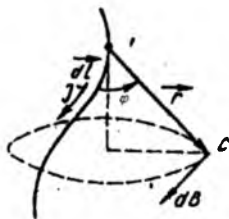
Bio bilan Savar istalgan shakldagi tokli o'tkazgich hosil qilgan magnit maydonning istalgan nuqtasidagi magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ni topishning umumiy formulasini aniqlamoqchi bo'ldilar, lekin aniqlay olmadilar. Ulardan bir necha yil keyin Laplas bunga erishdi. Laplas magnit induksiya vektorining vektor xarakterini nazarga oldi va istalgan shakldagi tokli o'tkazgich magnit induksiya vektori $\vec{B}$ shu o'tkazgich elementar $d\vec{\ell}$ bo'laklarining hosil qilgan maydon induksiya vektorlari $d\vec{B}$ larning vektor yig'indisiga teng deb ko'rsatdi. U Bio va Savar xulosalarini umumlashtirib,

$$d\vec{B} = k_1 \frac{J}{r^3} [d\vec{\ell}, \vec{r}] \quad (8-1)$$

ifodani keltirib chiqardi. Bu Bio-Savar-Laplas qonunini beradi; bunda $d\vec{\ell}$ son qiymati jihatidan o'tkazgichning $d\ell$ elementiga teng bo'lib, yo'nalish bo'yicha tok kuchi yo'nalishi bilan mos tushadi; $\vec{r}$ -element $d\vec{\ell}$ dan C nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor, r -radius-vektor r ning moduli, k_1 - proporsionallik koeffitsiyenti, uniig qiymati tajribadan aniqlanadi. Bio-Savar- Laplas qonunining ma'nosi quyidagicha (77- rasm). J tok oqayotgan konturning $d\ell$

elementi ixtiyoriy olingan C nuqtada induksiya vektori (8-1) ga teng bo'lgan magnit maydon hosil qiladi. $d\vec{B}$ element $d\vec{\ell}$ bilan $\vec{r}$ radius-vektor orqali o'tkazilgan tekislikka shunday perpendikulyar bo'lib yo'nalganki, uning uchidan qaralganda $d\vec{\ell}$ dan $\vec{r}$ ga eng qisqa yo'l bilan burilish soat strelkasining yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi.

Keyingi kuzatishlar magnit induksiya vektori $\vec{B}$ faqat o'tkazgichning shakliga va o'lchamiga bog'liq bo'lmasdan, balki magnit maydon hosil qilayotgan muhitning xususiyatlariga ham bog'liq bo'lishini ko'rsatadi. Demak, (8-1) dagi k koeffitsiyent muhitning xususiyatlariga bog'liq koeffitsiyent ekan. Bundan tashqari bu koeffitsiyent (8-1) dagi kattaliklarning o'lchov birligiga ham bog'liq bo'lishi kerak.



77-rasm

Agar muhit bir jinsli va izotrop bo'lsa (ya'ni uning magnit xususiyatlari hamma nuqtalarida bir xil bo'lib, yo'nalishga bog'liq bo'lmasa), u holda

$$k_1 = k_2 \mu$$

bunda k_2 - o'lchov birliklari sistemasiga bog'liq bo'lgan koeffitsiyent μ - o'lchovsiz birlik bo'lib, muhitning magnit xususiyatlarini xarakterlaydi va muhitiing nisbiy magnit kirituvchanligi deb ataladi. U o'lchov birliklar sistemasiga bog'liq bo'lmaydi va vakuum uchun 1 ga teng deb hisoblanadi.

Shunday qilib, Bio-Savar-Laplas qonunini quyidagi shaklda yozish mumkin:

$$d\vec{B} = k_2 \mu \frac{1}{r^2} [d\vec{\ell}, \vec{r}] \quad (8-2)$$

Xalqaro birliklar siytemasi (SI) da:

$$k_2 = \frac{\mu_0}{4\pi}$$

deb qaraladi, bunda μ_0 magnit doimiysi deb ataladi. Shuning uchun:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{J}{r^3} [d\vec{\ell}, \vec{r}] \quad (8-3)$$

Bio-Savar-Laplas qonunining mana shu ko'rinishda yozilishi va undan kelib chiqadigan barcha elektromagnit maydon tenglamalari rasionallashgan tenglamalar deb ataladi. Endi vektor ko'paytmaning moduli

$$|[d\vec{\ell}, \vec{r}]| = r d\ell |\sin(\angle d\vec{\ell}, \vec{r})|$$

u holda $d\vec{B}$ vektorning skalyar ko'riishdagi ifodasi:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{J d\ell \sin(\angle d\vec{\ell}, \vec{r})}{r^2} \quad (8-4)$$

bo'ladi. Magnit maydon xarakteristikalaridan yana biri magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ ta'rifga ko'ra:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \quad (8-5)$$

u holda

$$d\vec{H} = \frac{J}{4\pi r^3} [d\vec{\ell}, \vec{r}]$$

va

$$d\vec{H} = \frac{J d\ell \sin(\angle d\vec{\ell}, \vec{r})}{4\pi r^2} \quad (8-6)$$

Bio-Savar-Laplas qonunining bu ifodasi hisoblashlarda ishlatish uchun qulaydir. Bu formuladan ko'rinib turibdiki, magnit maydon kuchlanganligi muhitning xususiyatlariga bog'liq bo'lmas ekan.

Ma'lumki, magnit maydon induksiya chiziqlari bilan tasvirlanadi. (8-5) formuladan $\vec{H}$ va $\vec{B}$ lar bir xil tabiatga ega va bir tomonga io'nalganligi ko'rinib turibdi. Shu sababli induksiya kuch chiziqlari bilan kuchlanganlik

kuch chiziqlari ustma-ust tushadi. Shunday qilib, magnit maydon kuchlanganlik chiziqlari bilan ham xarakterlanishi mumkin.

Endi biz elektrostatik maydon xarakteristikalarini $\vec{E}$ va $\vec{D}$ bilan magnit maydon xarakteristikalarini $\vec{B}$ va $\vec{H}$ ni taqqoslab ko'raylik. Elektrostatik maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ga magnit maydon induksiyasi $\vec{B}$ mos tushar ekan. Chunki bu har ikki kattalik, maydonning kuch xarakteristikasi hisoblanadi va maydon hosil qilinayotgan muhitning xususiyatiga bog'liq. $\vec{D}$ esa $\vec{H}$ bilan mos tushadi.

3 §. TO'G'RI CHIZIQLI TOKLI O'TKAZGICHNING MAGNIT MAYDONI

Bio-Savar-Laplas qonuni yordamida istalgan shakldagi tokli o'tkazgichlarning magnit induksiya vektori va magnit maydon kuchlanganliklarini topish mumkin. Buning uchun o'tkazgichning $d\ell$, elementar qismi qaralayotgan nuqtada hosil qilayotgan $\Delta\vec{B}_i$ va $\Delta\vec{H}_i$ larni bilib, butun ℓ bo'yicha yig'ib chiqish kerak, ya'ni:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \Delta\vec{B}_i \quad (8-7)$$

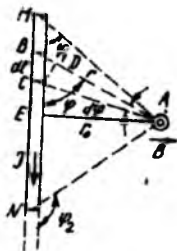
Agar biz $n \rightarrow \infty$ desak, ya'ni o'tkazgichni juda ko'p bo'lakchalarga bo'lsak, yig'indidan integralga o'tishimiz mumkin:

$$B = \int_{\ell} dB$$

Aytaylik, bizga J tokli to'g'ri chiziqli o'tkazgich berilgan bo'lsin. U holda $d\ell$ elementning o'zidan $\vec{r}$ masofadagi A nuqtada hosil qiladigan magnit induksiyasi Bio-Savar-Laplas qonuniga asosan quyidagicha hisoblanadi:

$$dB = \mu\mu_0 \frac{Jd\ell \sin \varphi}{4\pi r^2} \quad (8-8)$$

Bunda $\varphi - d\vec{\ell}$ bilan $\vec{r}$ orasidagi burchak (78- rasm).



78-rasm

Bunda $\vec{B}$ ham $d\vec{B}$ kabi chizмага perpendikulyar yo'nalgan bo'lib, son qiymat jihatidan $d\vec{B}$ vektor modullarining algebraik yig'indisiga teng:

$$B = \int d\vec{B} = \int \frac{\mu\mu_0 J d\ell \sin \varphi}{4\pi r^2} \quad (8-9)$$

Integrallash protsessida $\mu\mu_0$ va J lar o'zgarmaganligidan,

$$B = \frac{\mu\mu_0 J}{4\pi} \int \frac{d\ell \sin \varphi}{r^2} \quad (8-10)$$

bo'ladi. Bu integrallashni bajarish uchun $d\ell$ va r larni bitta φ o'zgaruvchi bilan ifodalaymiz. Buning uchun A dan CD yoyni o'tkazamiz. $d\ell$ juda kichik bo'lgani uchun uning radiusi r ga (ya'ni BA ga) teng deb hisoblashimiz mumkin. Xuddi shuningdek, BDC dagi D ni to'g'ri burchak deb hisoblaymiz. A dan o'tkazgichga tushirilgan perpendikulyarni r_0 bilan belgilaymiz.

$$\triangle BAE \text{ dan: } r_0 = r \sin \varphi, \quad r = \frac{r_0}{\sin \varphi}$$

va

$$\triangle BCD \text{ dan: } d\ell = \frac{CD}{\sin \varphi}$$

Ikkinchi tomondan $CD = r d\varphi$

Shuning uchun $d\ell = \frac{rd\varphi}{\sin \varphi} = \frac{r_0 d\varphi}{\sin^2 \varphi}$

Bu r va $d\ell$ larni (8-10) ga olib borib qo'yib,

$$B = \frac{\mu\mu_0 J}{4\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{r_0 d\varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{3\sin^3 \varphi}{r_0^2} = \frac{\mu\mu_0 J}{4\pi r_0} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin \varphi d\varphi = \frac{\mu\mu_0}{4\pi r_0} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) \quad (8-11)$$

ya'ni

$$B = \frac{\mu\mu_0 J}{4\pi r_0} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) \quad (8-12)$$

ga ega bo'lamiz.

Agar MN o'tkazgich cheksiz uzun bo'lsa, u holda $\varphi_1 = 0$; $\varphi_2 = \pi$ bo'ladi.

U holda bunday o'tkazgich magnit maydonining istalgan nuqtasidagi magnit induksiya

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2J}{r_0} \quad (8-13)$$

bo'ladi. Demak, cheksiz uzun tokli o'tkazgich magnit maydonining istalgan nuqtasidagi magnit induksiya qiymati o'sha nuqtadan o'gkazgichgacha bo'lgan eng qisqa masofaga teskari proporsional bo'lar ekan.

Ma'lumki, $H = \frac{B}{\mu\mu_0}$ Shuning uchun to'g'ri chiziqli tokli o'tkazgichning magnit maydon kuchlanganligi:

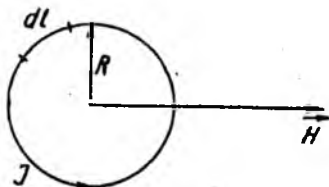
$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{2J}{r_0} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) \quad (8-14)$$

bo'ladi. Cheksiz uzun tokli o'tkazgich uchun esa:

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{2J}{r_0} \quad (8-15)$$

4 §. AYLANMA TOKNING MARKAZIDAGI MAGNIT MAYDON

Bizga radiusi R ga teng aylana shaklidagi o'tkazgich berilgan bo'lsin. Undan J tok o'tayotgan bo'lsin (79- rasm). Bu aylana o'tkazgichni mayda teng $d\ell$ bo'lakchalarga bo'lib chiqamiz.



79-rasm

Bu bo'laklarning barchasi aylanma tok markazida bir xil yo'nalishdagi magnit maydon hosil qiladi. Bu maydonlarning maydon kuchlanganligi konturga normal bo'yicha yo'nalgan.

Biz barcha bo'laklar hosil qilgan maydon kuchlanganligini yig'ib chiqamiz. Bo'laklar juda kichkina bo'lgani uchun yig'indini integral shaklda yozamiz:

$$H = \int_0^{2\pi R} dH = \int_0^{2\pi R} k \frac{J \sin \alpha}{r^2} d\ell \quad (8-16)$$

Har bir bo'lakdan markaz O gacha bo'lgan masofa r bir xil va R ga teng. Barcha bo'laklar R ga perpendikulyar. Demak, $\sin \alpha = 1$ va (8-16) integral quyidagi ko'rinishga keladi:

$$H = \frac{kJ}{R^2} \int_0^{2\pi R} d\ell = \frac{kJ}{R^2} 2\pi R = k \frac{2\pi RJ}{R} \quad (8-17)$$

Shunday qilib, aylanma tok markazidagi kuchlanganlik

$$H = k \frac{2\pi J}{R} \quad (8-18)$$

ga teng ekan.

Mustahkamlash savollari

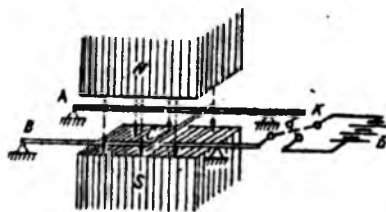
1. Magnit maydon deganda nimani tushunasiz? Magnit maydonining elektr maydondan farqi nimada?
2. Ioffe tajribasi nimadan iborat?
3. Magnit maydon induksiya chiziqlari deganda nimani tushunasiz?
4. Bio – Savar – Laplas qonunining ma'nosini ayting va uning matematik ifodasini yozib bering.
5. Bio – Savar – Laplas qonunining magnit maydon kuchlanganligi uchun yozib ko'rsating
6. To'g'ri chiziqli tokli o'tkazgichning magnit maydoni nimalarga bog'liq?
7. Aylanma tok markazidagi magnit maydon kuchlanganligini yozib ko'rsating.

IX BOB

MAGNIT MAYDONNING TA'SIRLARI

1 §. AMPER QONUNI

Biz ko'rdikki, tokli o'tkazgichlar o'z atrofida magnit maydon hosil qilib, yonida joylashgan o'zgarmas magnitga ta'sir qiladi. O'z navbatida, magnit maydon tokli o'tkazgichga ta'sir qiladi. uni ko'rish uchun quyidagicha tajriba qilib ko'raylik. Magnitning N va S qutblari orasiga A va B sterjenlarni joylashtiramiz (80-rasm). Bu sterjenlar ustiga boshqa bir C sterjenni shunday joylashtiramizki, C sterjen A va B sterjenlar ustida siljiy olsin. Bu sterjenlar K kalit orqali batareyaga ulangan. Biz K orqali zanjirni ulashimiz va tok yo'nalishini o'zgartirishimiz mumkin.



80-rasm

Tajriba zanjir ulanganda C sterjen surilishini ko'rsatadi. Tok kuchining yo'nalishini o'zgartirsak, C sterjenning surilish yo'nalishi ham o'zgaradi. Mana shu hodisa, ya'ni magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'siri Amper tomonidan aniqlangan. Amper tajribalar asosida quyidagi xulosalarga keladi. Bir jinsli maydonga joylashtirilgan o'tkazgichga maydon tomonidan tasir qiladigan $\vec{F}$ kuch o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi J ga, uning uzunligi l ga, magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ga va tok yo'nalishi bilan $\vec{B}$ ning orasidagi burchak sinusiga to'g'ri proporsional bo'ladi:

$$F = kJlB \sin \alpha \quad (9-1)$$

Bir jinsli magnit maydon deganda hamma nuqtalarida magnit induksiya vektori son qiymat va yo'nalish jihatidan bir xil bo'lgan maydon tushuniladi.

Amper qonunini bir jinsli bo'lmagan maydon uchun va istalgan shakldagi o'tkazgich uchun umumlashtirish mumkin. Masalan, o'tkazgichning kichik $\Delta\ell$ elementini olib qaraylik. Bu elementni to'g'ri chiziqli deb qarasa bo'ladi. Ushbu $\Delta\ell$ elementga to'g'ri kelgan magnat maydoni esa bir jinsli deb qarash mumkin. Umumiy holda Amper qonuni

$$dF = kJBd\ell \sin(\angle B) \quad (9-2)$$

ko'rinishga keladi. Bunda $dF - d\ell$ elementga ta'sir qiluvchi kuch. Proporsionallik koeffitsiyenti k esa ikkala formulada ham $\vec{J}, \ell, \vec{B}$ kattaliklarning qanday birlikda olinishiga bog'liq. Agar barcha kattaliklarning birliklari bir xil birliklar sistemasida olinsa $k=1$ bo'ladi.

Amper qonunidan magnit induksiya $\vec{B}$ ni son qiymat jihatidan aniqlash mumkin. Faraz qilaylik, $d\ell$ element magnit maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lsin, u holda $\sin(\angle B) = 1$ bo'ladi va

$$\vec{B} = \frac{1}{J} \frac{d\vec{F}}{d\ell} \quad (9-3)$$

Bu formuladan biz $\vec{B}$ ning fizik ma'nosini aytishimiz mumkin. Magnit induksiya vektori $\vec{B}$ deganda, magnit maydon tomonidan unga perpendikulyar joylashgan va birlik tok oqib o'tayotgan o'tkazgichning birlik uzunligiga ta'sir etayotgan kuch tushuniladi. Shunday qilib, $\vec{B}$ - magnit maydon xarakteristikasi ekan.

(9-2) ko'rinishda yozilgan Amper qonuni bizga $d\vec{F}$ kuchning yo'nalishini ko'rsatmaydi. Tajribalar $d\vec{F}$ kuchning yo'nalishini chap qo'l koidasiga asosan topish mumkinligini ko'rsatadi. Chap qo'limizni shunday joylashtiraylikki, kaftimizga magnit induksiya vektori tik ravishda kiradigan bo'lsin, to'rtta barmog'imiz esa tok yo'nalishi bo'yicha joylashsin, u holda ochilib turgan barmog'imiz ta'sir etayotgan kuch yo'nalishini ko'rsatadi. Masalan, 81-

rasmda tok chizma tekisligiga tik ravishda uning orqa tomoniga yo'nalgan, shuning uchun $\oplus$ kabi belgilangan.



81-rasm

Agar tok chizma tekisligiga tik ravishda undan bizga tomo'i yo'nalganda edi, $\otimes$ kabi belgilangan bo'lardi. Chap qo'l qoidasi o'tkazgich elementi magnit maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lganda o'rinli bo'lib, boshqa hollarda qo'shimcha tushuntirish kerak. Umumiy holda $d\vec{F}$ vektor $d\vec{l}$ va $\vec{B}$ vektorlardan tuzilgan tekisliklarga shunday perpendikulyar yo'naladiki, uning uchidan qaralganda $d\vec{l}$ dan $\vec{B}$ ga eng qisqa yo'l bilan burilish soat strelkasi harakatining yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, $d\vec{F}$ vektor yo'nalishi $[d\vec{l}, \vec{B}]$ vektor yo'nalishi bilan mos tushadi. Ikki vektorning vektor ko'paytmasi

$$[d\vec{l}, \vec{B}] = dlB \sin(\angle d\vec{l}, \vec{B}) \quad (9-4)$$

kabi aniqlanadi. Demak, Amper qonunini vektor shaklida quyidagicha yozish mumkin:

$$d\vec{F} = O[d\vec{l}, \vec{B}] \quad (9-5)$$

Formuladan ko'rinib turibdiki, magnit maydon o'zaro ta'sir kuchlari markaziy bo'lmasdan, balki doim magnit induksiya chiziqlariga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi.

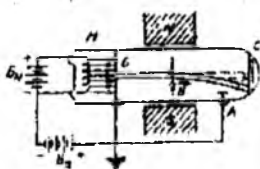
2 §. LORENS KUCHI

Magnit maydon faqatgina tokli o'tkazgichlarga ta'sir qilibgina qolmasdan, balki harakatlanayotgan alohida elektr zaryadlariga ham ta'sir qiladi. Buni quyidagi tajribada ko'rish mumkin. M shisha trubka olinib, uning ichiga O tirqishi bo'lgan diafragma o'rnatilgan (83-rasm). Elektronlar dastasi bu O tirqishdan o'tib, C ekranga tushadi. Bu ekranga rux surtilgan bo'lib, unga elektronlar tushganda chaqnash, ya'ni yorug'lik hosil qilish xususiyatiga ega. Shuning uchun elektronlar dastasi tushgan joyda yorug' dog' hosil bo'ladi. Agar tashqi magnit maydon bo'lmasa, u holda diafragmadan keyin elektronlar to'g'ri chiziqli harakat qiladi. (punktir chiziqlar). Trubka kuchli magnit maydonga joylashtirilganda, elektronlar buriladi. Buning natijasida yorug' dog' ham siljiydi. $\vec{B}$ ning yo'nalishi o'zgarsa, yorug' dog' qarama-qarshi tomonga siljiydi. Tajriba elektronlarning V ga va elektronlar tezligi $\vec{v}$ ga perpendikulyar yo'nalishda og'ishini ko'rsatadi. Shunday qilib, magnit maydon harakatlanayotgan manfiy zaryadlangan zarraga $[\vec{B}, \vec{v}]$ vektor bo'yicha yo'nalgan kuch bilan ta'sir qilar ekan.

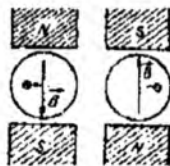
Elektronlar o'rniga ionlar harakatlanganda ularga ham $\vec{B}$ va $\vec{v}$ larga perpendikulyar yo'nalgan kuch ta'sir qilishi mumkinligi ko'rilgan. Musbat zarralarga ta'sir qiluvchi kuch $[\vec{v}, \vec{B}]$ vektor yo'nalishi bilan mos tushgan. Manfiy zarralarga ta'sir etuvchi kuch esa $[\vec{B}, \vec{v}]$ vektor bilan mos tushganligi



82-rasm



83-rasm



84-rasm

ko'rilgan (84-rasm).

Endi mana shu magnit maydonda zaryadlangan zarraga ta'sir etuvchi kuch nimaga teng ekanligini aniqlaylik. Amper qonuniga asosan magnit maydonda joylashgan J tokli o'tkazgichning $d\vec{\ell}$ elementiga $d\vec{F}$ kuch ta'sir qiladi:

$$d\vec{F} = J[d\vec{\ell}, \vec{B}] = [Jd\vec{\ell}, \vec{B}] \quad (9-6)$$

Agar tok q zaryad bilan zaryadlangan zarralarning harakati natijasida bo'lsa, u holda

$$Jd\vec{\ell} = q\vec{v}dn \quad (9-7)$$

bo'ladi, chunki $J=jS$

j -tok zichligi, o'z navbatida $\vec{j} = qn_0\vec{v}$ edi; S - o'tkazgichning kesim yuzi, n_0 - o'tkazgichning birlik hajmidagi zaryadlangan zarralar soni, $q-\vec{v}$ tezlikda harakatlanib, o'tkazgichda J tok kuchi hosil qilayotgan zarralarning zaryadi. Shunday qilib,

$$Jd\vec{\ell} = jS \cdot d\vec{\ell} = qn_0\vec{v}Sd\vec{\ell} \quad (9-8)$$

bu yerda $S \cdot d\ell n_0 = dn$ kattalik - $d\ell$ uzunlikdagi o'tkazgich hajmidagi zarralar soni. Shuning uchun $Jd\vec{\ell} = q\vec{v}dn$ bo'ladi.

Demak,

$$d\vec{F} = [qdn\vec{v}\vec{B}] = qdn[\vec{v}\vec{B}] \quad (15-9)$$

Endi bu tenglikning ikkala tomonini dn ga bo'lib, har bir zaryadlangan zarrachaga ta'sir qilayotgan $\vec{F}_r$ kuchni topamiz:

$$\vec{F}_r = \frac{d\vec{F}}{dn} = q[\vec{v}, \vec{B}] \quad (9-10)$$

Bu ifoda birinchi marta Lorents tomonidan aniqlanganidan magnit maydondaharakatlanayotgan q zaryadga ta'sir qiluvchi kuch uning nomi bilan ataladi. Bunda musbat zaryadlar uchun $q>0$, manfiy zaryadlar uchun $q<0$ Shuning uchun $\vec{F}_r$ ning yo'nalishi yuqoridagi tajribalar bilan mos tushadi (85-rasm).



85-rasm

Lorents kuchining skalyar ko'rinishdagi ifodasi:

$$F_L = qvB \sin \alpha \quad (9-11)$$

Bunda $d + \vec{v}$ va $\vec{B}$ lar orasidagi burchak.

Lorents kuchi doimo zarra tezligiga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi, shuning uchun markazga intilma kuch rolini o'ynaydi. Demak, Lorents kuchi ish bajarmaydi. U faqat zarra tezligining yo'nalishini o'zgartiradi, xolos. Zarra tezligining absolyut qiymati va kinetik energiyasi o'zgarmaydi.

Umuman, harakatlanayotgan zarraga magnit maydondan tashqari, elektr maydon ham ta'sir qiladi, bu kuch

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

dan iboratdir. U holda zarraga ta'sir qilayotgan umumiy kuch Lorents kuchi va elektr maydon kuchlarining yig'indisiga teng bo'ladi:

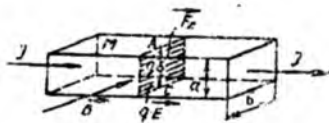
$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}] \quad (9-12)$$

Bu ifoda Lorents formulasi deb ataladi.

3 §. XOLL EFFEKTI

1880 yilda amerikalik olim Xoll oltin plastinka olib, undan tok o'tkazadi va bu tokli plastinkani magnit maydonga joylashtiradi (86- rasm). Bunda u plastinkaning qarama-qarshi tomonlari orasida potentsiallar farqi vujudga kelishini ko'radi. Bu xodisa Xoll effekti deyiladi.

Xoll plastinkaning qarama-qarshi tomonlaridagi A va C nuqtalarni tekshirdi. Avval u plastinkadan tok o'tkazib, magnit maydonga joylashtirmaganda A va C larning potentsiallari farqi $\Delta V = 0$ ekanini ko'rdi.



86-rasm

M plastinkani maydonga joylashtirganda esa A va C nuqtalarning potentsiallari farqi vujudga kelib, u tok kuchiga, magnit maydon induksiya vektoriga to'g'ri proporsional, plastinkaning kengligi b ga esa teskari proporsional bo'lishini aniqladi:

$$\Delta V = V_A - V_C = R \frac{J \cdot B}{b} \quad (9-13)$$

bunda R - Xoll doimiysi deb ataladi.

Keyingi tekshirishlar har qanday materialdan qilingan o'tkazgich va yarim o'tkazgichlarda ham Xoll effekti kuzatilishini ko'rsatadi. Tok kuchining yoki magnit maydon induksiya vektorining yo'nalishi o'zgarsa, ΔV ning ishorasi ham o'zgarar ekan. Xoll doimiysi R ning qiymati M plastinka materialiga bog'liq bo'lib, bir xil moddalar uchun esa manfiy bo'lar ekan.

Endi Xoll effektini qanday tushuntirish mumkinligini ko'raylik. Aytaylik, M plastinkadan o'tayotgan J tok q zaryadlarning tartibli harakatidan iborat bo'lsin. Agar bu zaryadlarning birlik hajmdagi soni n_0 va ularning o'rtacha harakat tezligi v bo'lsa, u holda tok kuchi

$$J = qv n_0 S \quad (9-14)$$

yoki

$$J = qv n_0 S = qv n_0 a b \quad (9-15)$$

bo'ladi, chunki $J = jS$, $j = qn_0 v$, Bundan tashqari, magnit maydonda harakatlanayotgan q zaryadga $\vec{F}_L = q[\vec{v} \times \vec{B}]$ kuch ta'sir qiladi. Bu kuch ta'sirida zaryadlar M plastinkaning yuqori tomoniga qarab og'adi. Buning natijasida yuqori tomonga ortiqcha zaryad to'planadiki, pastki tomon yaqinida esa bu zaryadlar yetishmaydi. Oqibatda plastinkada ko'ndalang elektr maydon hosil bo'ladi.

By maydonning zaryadga ta'sir etuvchi $q\vec{E}$ kuchi F_L Lorents kuchiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Kuchlar tenglashganda statsionar holat vujudga keladi:

$$q\vec{E} = q[\vec{v}, \vec{B}] \quad (9-16)$$

yoki

$$q\vec{E} = q\vec{v}, \vec{B}$$

bundan

$$\vec{E} = \vec{v}\vec{B} \quad (9-17)$$

Agar M plastinka keng va juda uzun bo'lsa, u holda undagi ko'ndalang elektr maydonni bir jinsli deb qarasa bo'ladi. U xuddi yassi kondensator maydoni kabi bo'ladi, u holda A va C nuqtalar orasidagi potentsiallar farqi

$$\Delta V = \vec{E}a = \vec{v}\vec{B}a \quad (9-18)$$

ga teng bo'ladi, bunda $\vec{v}$ ni (9-15) dan o'rniga qo'yamiz, u holda:

$$\Delta V = \frac{J}{qn_0 ab} Ba = \frac{1}{qn_0} \frac{JB}{b} \quad (9-19)$$

(9-13) va (9-19) ni taqqoslab Xoll doimiysi zaryad kattaligtga va zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi n_0 ga teskari proporsional ekanligini ko'ramiz:

$$R = \frac{1}{qn_0} \quad (9-20)$$

Bundan ko'rinib turibdiki, q musbat bo'lsa, R ham musbat bo'lib, q manfiy bo'lsa, R ham manfiy bo'lar ekan.

Xoll doimiysi yordamida tok tashuvchilar konsentratsiyasini aniqlash mumkin:

$$n_0 = \frac{1}{q \cdot R}$$

4 §. BIR JINSLI MAGNIT MAYDONDA ZARYADLANGAN ZARRALARNING

HARAKATI

Biz bir jinsli magnit maydonda zaryadlangan zarralarning harakatini ko'raylik. Bunda biz zarraga hech qanday tashqi elektr maydon ta'sir qilmayapti, deb faraz qilamiz.

Eng avval zaryadlangan zarraning magnit maydon induksiyasi chiziqlari bo'yicha harakatini ko'raylik. Bu holda zarralarning harakat tezligi $\vec{v}$ bilan magnit induksiya vektori $\vec{B}$ orasidagi α burchak nolga yoki π ga teng bo'ladi. U holda Lorents kuchini yozadigai bo'lsak,

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}, \vec{B}]; \vec{F}_L = qvB \sin \alpha = 0 \quad (9-21)$$

ga ega bo'lamiz, yani magnit maydon zarraga ta'sir ko'rsatmas ekan. Zarra inersiya bilan tekis va to'g'ri chiziqli harakatda bo'ladi.

Endi, aytaylik, q zaryadga ega bo'lgan zarra magnit induksiya chiziqlariga perpendikulyar harakatlanayotgan bo'lsin, ya'ni:

$$\alpha = \frac{\pi}{2}$$

u holda Lorents kuchi

$$\vec{F}_L = |q|\vec{v}\vec{B} \quad (9-22)$$

ga teng bo'lib, $\vec{v}$ va $\vec{B}$ larga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi. Demak, zarra magnit induksiyaga perpendikulyar trayektoriya bo'ylab harakatlanib, Lorents kuchi markazga intilma kuchdan iborat bo'lar ekan. Markazga intilma kuch esa

$$\vec{F}_{Mu} = \frac{m\vec{v}^2}{r} \quad (9-23)$$

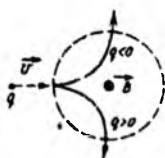
bunda t - zaryadlangan zarraning massasi, r - zarra harakat trayektoriyasining egrilik radiusi. (9-22) bilan (9-23) ni tenglashtirib, bu egrilik radiusini topamiz:

$$|q|vB = \frac{mv^2}{r}$$

$$r = \left| \frac{m}{q} \right| \frac{v}{B} \quad (9-24)$$

Bir jinsli maydonda $B = \text{const}$ bo'lib, zarra tezligi son qiymat jihatidan o'zgarmaganligidan, egrilik radiusi r o'zgarmas bo'ladi. Shuning uchun zaryadlangan zarra magnit maydonga perpendikulyar aylana bo'yicha harakatlanib, bu aylananing radiusi zarraning tezligiga to'g'ri proporsional zarra solishtirma zaryadi $\frac{q}{m}$ iing magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ga ko'paytmasiga teskari proporsional bo'ladi.

Lorents kuchi $\vec{F}_L$ ning yo'nalishi va zarraning burilishi uning zaryadiga q ga bog'liq bo'ladi. Masalan, agar zarra chapdan o'ngga harakatlanayotgan bo'lsa va magnit induksiya vektori $\vec{B}$ uning harakat tekisligiga perpendikulyar (yuqori tomonga) yo'nalgan bo'lsa, u holda zaryadi $q < 0$ bo'lgan zarra pastga buriladi, agar $q > 0$ bo'lsa, yuqoriga buriladi (87- rasm).



87-rasm

Shunday qilib, zarraning magnit maydonda og'ishiga qarab, uning zaryadi haqida gapirsa bo'lar ekan. Bundan elementar zarralarni o'rganishda foydalaniladi.

Zarra radiusi r ga teng bo'lgan aylana bo'yicha tekis harakat qiladi. U holda uning aylanish davri

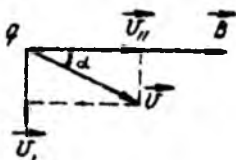
$$T = \frac{2\pi r}{v}$$

bo'ladi, agar r ning qiymatini (9-24) dan keltirib qo'ysak,

$$T = \frac{2\pi}{B} \left| \frac{m}{q} \right| \quad (9-25)$$

ga ega bo'lamiz. Demak, aylanish davri zarraning solishtirma zaryadining maydon induksiyasiga ko'paytmasiga teskari proporsional bo'lib, zarraning tezligiga bog'liq bo'lmas ekan. Juda katta tezliklarda (yorug'lik tezliklariga yaqin tezliklarda) zarraning massasi uning tezligiga bog'liq bo'lib qoladi, shuning uchun aylanish davri zarra tezligiga bog'liq emas, degan xulosamiz faqat kichik tezliklardagina to'g'ri ekanligi kelib chiqadi.

Endi umumiy holni ko'ramiz. Zaryadlangan zarra maydon induksiya vektori $\vec{B}$ bilan ma'lum bir α burchak ostida harakatlanayotgan bo'lsin (88-rasm).



88-rasm

Biz tezlik vektori $\vec{V}$ ni 2 ta: $\vec{B}$ ga parallel bo'lgan $\vec{V}_{||}$ va $\vec{B}$ ga perpendikulyar bo'lgan $\vec{V}_{\perp}$ tashkil etuvchiga ajratamiz. Ular quyidagilarga teng:

$$V_{||} = V \cos \alpha,$$

$$V_{\perp} = V \sin \alpha$$

tashkil etuvchi magnit maydonda o'zgarmaydi. $V_{\perp}$ natijasida zarra radiusi r ga teng bo'lgan va $\vec{B}$ ga perpendikulyar joylashgan aylana bo'yicha harakat qilishi kerak. Demak, (9-24) dan:

$$r = \frac{m}{q} \frac{V_{\perp}}{B} = \frac{m}{q} \frac{V \sin \alpha}{B} \quad (9-26)$$

Zarra bir vaqtning o'zida ikkita harakatda bo'ladi. U $V_{||}$ bilan tekis aylanma harakatda bo'ladi (radiusi r bo'lgan aylana bo'yicha harakat qiladi)

va $V_{||}$ tezlik bilan $\vec{B}$ ga perpendikulyar yo'nalishda ilgarilanma harakat qiladi. Shuning uchun zarraning harakat trayektoriyasi o'qi $\vec{B}$ bo'yicha yo'nalgan spiralni beradi (95- rasm).

Xalqalarning radiusi (9-26) bilan ifodalanadi, qo'shni halqalar orasidagi masofa h esa (spiral chiziqning qadami)

$$h = V_{||} T$$

bo'ladi, (9-25) dan T ni olib kelib qo'ysak,

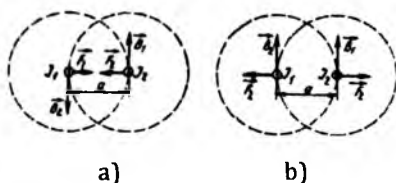
$$h = \frac{2\pi}{B} \left| \frac{m}{q} \right| V_{||}$$

O'z navbatida $V_{||} = V \cos \alpha$ bo'lgani uchun:

$$h = \frac{2\pi}{B} \left| \frac{m}{q} \right| V \cos \alpha \quad (9-27)$$

5 §. PARALLEL TOKLARNING O'ZARO TA'SIRI

Bir-biridan α masofada joylashgan o'zaro parallel ikki to'g'ri chiziqli o'tkazgichni ko'raylik. Ulardan tok o'tkazilganda, o'zaro ta'sir kuchi vujudga keladi. Agar J_1 va J_2 toklar bir tomonga yo'nalgan bo'lsa, o'tkazgichlar bir-biriga tortiladi, agar toklar qarama-qarshi yo'nalgan bo'lsa, o'tkazgichlar bir-biridan itariladi (89- a, b rasm).



89-a, b rasm

Bu hodisa birinchi marta Amper tomonidan 1820 yilda aniqlangan. Bu ikkala o'tkazgichning har biri o'z atrofida magnit maydon hosil qiladi va ikkinchisiga Amper qonuniga asosan ta'sir qiladi.

Amper qonuniga ko'ra ikkinchi o'tkazgichning $d\vec{\ell}$ elementiga (undan J_2 ga teng tok oqib o'tadi).

$$d\vec{F}_2 = J_2 \vec{B}_1 d\vec{\ell} \sin(d\vec{\ell}, \vec{B}_1) \quad (9-28)$$

kuch ta'sir qiladi, bu yerda $\vec{B}_1$ - birinchi o'tkazgichdan oqib o'tayotgan J_1 tok kuchi hosil qilayotgan magnit maydon induksiyasi. Agar a masofa o'tkazgichlar uzunligiga nisbatan juda kichik bo'lsa, unda $\vec{B}$ ni hisoblashda birinchi o'tkazgichni cheksiz uzun deb olsa bo'ladi. U holda:

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{2J_1}{a} \quad (9-29)$$

Bundan tashqari, $\vec{B}_1$ ikkinchi o'tkazgichning $d\vec{\ell}$ elementiga perpendikulyar, shuning uchun $\sin(d\vec{\ell}, \vec{B}) = 1$. Bundan $d\vec{F}_2$ kuch son qiymati jihatidan

$$d\vec{F}_2 = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2J_1 J_2 d\vec{\ell}}{a} \quad (9-30)$$

ga teng bo'lishi kelib chiqadi. Xuddi shuningdek $d\vec{F}_1$ ham $d\vec{F}_2$ ga teng, lekin qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi, ya'ni:

$$d\vec{F}_1 = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2J_1 J_2 d\vec{\ell}}{a} \quad (9-31)$$

U holda $d\vec{F}_1$ va $d\vec{F}_2$ lar uchun umumiy formula yozsa bo'ladi:

$$d\vec{F} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2J_1 J_2}{a} d\vec{\ell} \quad (9-32)$$

O'tkazgichning biror ℓ qismiga ta'sir qiluvchi kuchni topish uchun (9-32) ifodani 0 dan ℓ gacha integrallaymiz:

$$F = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2J_1 J_2}{a} \ell \quad (9-33)$$

6 §. ZARYADLANGAN ZARRALAR TEZLATKICHLARI.

SIKLATRON

Atom, ayniqsa, yadroni tekshirishda ularni juda ham katta tezlikka ega bo'lgan zaryadlangan zarralar bilan bombardimon qilinadi. Mana shu zaryadlangan zarralar juda katta tezlik, juda katta kinetik energiyaga erishadigan qurilmalar zaryadlangan zarralar tezlatkichlari deb ataladi.

Birinchi tezlatkichlar 30- yillarning boshida qurilib, elektron yoki ionga bir necha million elektronvolt energiya berar edi. Undan keyin 60- yillarga kelib, zaryadlangan zarralarga 30 million elektronvol't 30 (GeV) energiya beradigan tezlatkichlar qurila boshlandi. Tezlatkichlar ikki xil bo'ladi: chiziqli va siklik tezlatkichlar. Chiziqli tezlatkichlarda zarralarning trayektoriyasi to'g'ri chiziqqa yaqin bo'lsa, siklik tezlatkichda esa aylanalardan yoki spiraldan iborat bo'ladi.

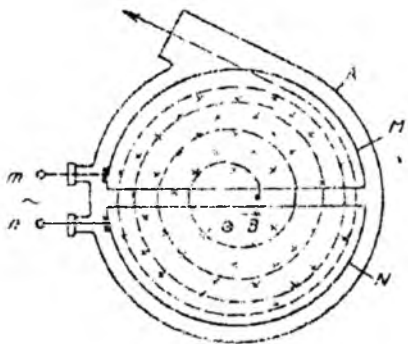
Har qanday tezlagikchlarning asosiy elementi bo'lib elektr maydon hisoblanadi. Bu maydonda zaryadlangan zarralar tezlashadi.

q zaryad elektr maydonda ko'chganda $A = q(V_1 - V_2)$ ish bajariladi. Bunda V_1 va V_2 - zaryad trayektoriyasining boshlang'ich va oxirgi nuqtalaridagi maydon potentsiallari. Bu ish zarra kinetik energiyasining oshishiga sarf bo'ladi. Demak, elektr maydon qancha kuchli bo'lsa, zarralarga beriladigan kinetik energiya ham shuncha ko'p bo'ladi.

Chiziqli tezlatkichlarda zarra maydondan bir marta o'tadi. Shuning uchun bu maydon juda kuchli bo'lishi kerak. Eng sodda elektrostatik chiziqli tezlatkichlarda maydon yuqori voltli generatorlar bilan hosil qilinadi. Bunday maydonning potentsiallar farqi bir necha meV dan oshmaydi. Shuning uchun bunday tezlatkichlarda tezlashtirilgan zarralarning energiyasi bir necha meV bo'ladi.

Hozir eng quvvatli tezlatkichlar bo'lib siklik tezlatkichlar hisoblanadi. Bunday tezlatkichlarda zarra elektr maydondan juda ko'p karra o'tadi. Har

o'tganda uning energiyasi bir necha ming voltdan bir necha yuz ming voltgacha oshadi. Maydondan o'tgan zarrani yana qaytarib o'sha maydonga tushirishda kuchli ko'ndalang magnit maydondan foydalaniladi. Buni mukammalroq ko'rish uchun 1930 yilda Lorents tomonidan yaratilgan siklik tezlatkich-siklotronni ko'raylik (90- rasm).



90-rasm

Siklotron ikkita yarim silindrlardan iborat bo'lib, ular orasida ingichka tirqish bo'ladi. Bu silindrlar yopiq A kameraga joylashtirilgan. A kamera esa kuchli elektromagnit qutblari orasiga joylashtirilgan. Magnit maydon chizma tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan M va N yarim silindrlar m va n elektrodlar orqali elektr generator qutblariga ulangan. Buning natijasida tirqishda o'zgaruvchan elektr maydon hosil bo'ladi. C nuqtaga elektr maydon yarim silindrlar orasida eng maksimal bo'lib, pastdan yuqoriga yo'nalgan paytda musbat zaryad kiritiladi. Bu maydon ta'sirida zaryad tekis tezlanuvchan harakat bilan yuqoriga ko'tarila boshlaydi. U yuqoridagi M yarim silindrga kirishi bilan elektr maydonni tezlatuvchi ta'siri to'xtaydi. Uning ichida ion magnit maydon ta'sirida yarim aylana chizadi va yana tirqishga tushadi. Bu orada elektr maydonning yo'nalishi qarama-qarshisiga o'zgarib, ion yana tezlashadi va N yarim silindrda yarim doira chizadi va hokazo. Ion bir necha karra maydondan o'tib, uning kinetik energiyasi juda ham katta qiymatga ega bo'ladi.

Ion kamera ichida boshqa molekulalar bilan to'qnashmasligi uchun uning ichida juda yuqori vakuum hosil qilingan bo'ladi.

7 §, MAGNIT OQIMI

Elementar dS yuzdan o'tayotgan magnit induksiya vektori oqimi (magnit oqimi) deb ushbu elementar yuzning magnit induksiya vektorining shu yuzga o'tkazilgan normalga bo'lgan proyeksiyasiga ko'paytmasiga aytiladi:

$$dF_m = B_n dS = B dS \cos(\vec{B}, \vec{n}) \quad (9-34)$$

Buni S bo'yicha iintegrallasak:

$$F_m = \int_S B_n dS$$

F_m ixtiyoriy S yuzdan o'tayotgan magnit oqimi. Agar maydon bir jinsli bo'lib, S yuz unga perpendikulyar joylashgan bo'lsa, u holda $B_n = B = \text{const}$ bo'lib,

$$F_m = B \cdot S \quad (9-35)$$

SI sistemada magnit oqimining birligi veber (vb) deb ataladi:

$$1 \text{ vb} = 1 \text{ T} \cdot \text{m}^2 = 1 \frac{\text{V} \cdot \text{S}}{\text{m}^2} \cdot \text{m}^2 = 1 \text{ V} \cdot \text{S}$$

SGSM sistemada magnit oqimining birligi maksvell deb ataladi (mks):

$$1 \text{ mks} = 1 \text{ gs} \cdot 1 \text{ sm}^2$$

ma'lumki, $1 \text{ T} = 10^4 \text{ GS}$ va $1 \text{ m}^2 = 10^4 \text{ sm}^2$

shuning uchun $1 \text{ vb} = 10^8 \text{ mks}$.

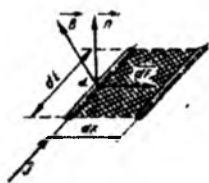
Endi biz magnit maydon uchun Ostrogradskiy-Gauss teoremasini yozadigan bo'lsak:

$$\oint_S B_n dS = 0 \quad (9-36)$$

Ya'ni ixtiyoriy yopiq sirtidan oqib o'tadigan magnit oqimi nolga teng. Masalan, buni oddiy tajribada isbotlash mumkin. Biz cheksiz uzun to'g'ri chiziqli o'tkazgichning magnit maydonini qaraylik. Bu o'tkazgichdan J tok oqayotgan bo'lsin. Yopiq sirt sifatida silindr olamiz. Uning o'qi to'g'ri chiziqli o'tkazgich bilan ustma-ust tushsin. Silindr asoslarining radiusi r , balandligi h . Ma'lumki, to'g'ri chiziqli o'tkazgichning induksiya chiziqlari markazi o'tkazgichda yotgan va o'tkazgichga perpendikulyar bo'lgan konsentrik aylanalardan iborat. Shuning uchun induksiya chiziqlari silindrning asosini ham, yon sirtlarini ham kesib o'tmaydi. Shuning uchun silindrning har qanday nuqtasida $B_n = 0$. Demak, $\oint_S B_n dS = 0$ bo'ladi.

8 §. MAGNIT MAYDONDA TOKLI O'TKAZGICHNI VA TOKLI KONTURNI KO'CHIRISHDA BAJARILGAN ISH

Ma'lumki, magnit maydonga joylashtirilgan tokli o'tkazgichga Amper kuchi ta'sir qiladi. Agar o'tkazgich mahkamlab qo'yilmagan bo'lsa, u holda u magnit maydonida ko'cha boshlaydi. Biz J tok oqib o'tayotgan o'tkazgichning $d\ell$ elementining ko'chishida bajarilgan ishni hisoblaylik (91-rasm).



91-rasm

Soddalik uchun o'tkazgich kuchning ta'sir yo'nalishida ko'chayapti, deb faraz qilaylik. Bu holda bajarilgan ish ta'sir qilayotgan kuchning ko'chish masofasiga ko'paytmasiga teng:

$$dA = dF \cdot dx \quad (9-37)$$

Amper qonuniga binoan:

$$dF = JBd\ell \sin(\vec{d\ell} \cdot \vec{B}) = JBd\ell \sin \alpha \quad (9-38)$$

bunda B - magnit maydon induksiyasi. Kuchning bu qiymatini ish formulasiga qo'yib,

$$dA = JB \sin \alpha \cdot d\ell \cdot dx \quad (9-39)$$

ni hosil qilamiz. $d\vec{F}$ kuch bilan $d\vec{x}$ ko'chish $d\ell$ ga perpendikulyar. Bundan tashqari, $d\ell \cdot dx = dS$ ya'ni bu $d\ell$ elementning dx masofaga ko'chishida bosib o'tgan yuzni bildiradi. 91- rasmdan $B \sin \alpha = B_n$ b ligi ko'rinib turibdi. Chunki $B_n = B \cos \varphi = B \cos(90^\circ - \alpha) = B \sin \alpha$ Bunda $B_n \cdot dS$ yuzga o'tkazilgan $\vec{n}$ normalga $\vec{B}$ ning proyeksiyasi. $B_n \cdot dS$ esa bizga magnit oqimini beradi, ya'ni:

$$B_n \cdot dS = dF_m$$

Shuning uchun

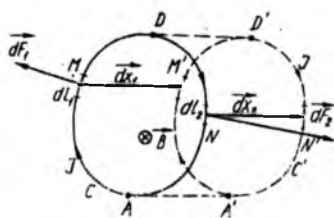
$$dA = JdF_m \quad (9-40)$$

bo'ladi. Tok kuchini o'zgarmas deb hisoblab va (9-40) ni integrallab,

$$A = JF_m \quad (9-41)$$

ni hosil qilamiz. Demak, magnit maydonda o'zgarmas J tok oqib o'tayotgan o'tkazgichning Amper kuchi ta'sirida ko'chishida bajarilgan ish shu tok kuchi bilan o'tkazgich siljishida bosib o'tgan yuzdan o'tayotgan magnit oqimining ko'paytmasiga teng.

Endi Amper kuchi ta'sirida yopiq C konturning siljishida bajarilgan ishni ko'raylik. Bu konturdan J tok o'tayotgan bo'lsin va u juda kichik masofaga siljib C' vaziyatni olsin (92 rasm).



92-rasm

Biz C konturni fikran bir-biriga biriktirilgan ikkita *AMD* va *DNA* o'tkazgichga bo'lib olamiz. C konturning siljishida bajarilgan *dA* umumiy ish *AMD* va *DNA* o'tkazgichlarning siljishida bajarilgan *dA* va *dA₂* ishlarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$dA = dA_1 + dA_2 \quad (9-42)$$

$\vec{B}$ vektor chizma tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan, deb faraz qilaylik. U holda *DNA* o'tkazgichning *dℓ₂* elementiga ta'sir qilayotgan Amper kuchi *dF₂* o'tkazgichning siljish yo'nalishi bilan o'tkir burchak hosil qiladi va musbat ish bajaradi. *AMD* o'tkazgichning *dℓ₁* elementiga ta'sir qilayotgan *dF₁*. Amper kuchi esa aksincha, o'tmas burchak hosil qiladi va manfiy ish bajaradi. Shunday qilib,

$$dA = -dA_1 + dA_2 \quad (9-43)$$

Endi bunga (9-40) ni keltirib qo'yamiz:

$$dA = -dA_1 + dA_2 = -JdF_{m1} + JdF_{m2} = J[dF_{m2} - dF_{m1}] \quad (9-44)$$

bunda *dF_{m1}* – *AMDD' M' N'* sirtidan o'tayotgan magnit oqimi, *dF_{m2}* esa *DNAD' N' A'* sirtidan o'tayotgan magnit oqimi, *dF_{m2}* – *dF_{m1}* ayirma *dF_m* ga teng, ya'ni:

$$dF_m = dF_{m2} - dF_{m1} \quad (9-45)$$

dF_m kontur sirtini kesib o'tuvchi magnit oqimining C dan C' vaziyatga kelgandagi o'zgarishi. Shunday qilib, ish uchun:

$$dA = JdF_m$$

ifodaga ega bo'lamiz. Buni integrallab konturning har qanday ko'chishida bajarilgan ishni topamiz, ya'ni:

$$A = J\Delta F_m$$

Shunday qilib, magnit maydonda berk konturning Amper kuchi ta'sirida siljishida bajarilgan ish shu kontur sirtidan o'tuvchi magnit oqimi o'zgarishining konturdan o'tayotgan tokka ko'paytmasiga teng.

Biz hozir bitta o'ramdan iborat konturni ko'rdik. Agar o'ramlar soni ko'p bo'lsa, masalan, N ta o'ramdan iborat g'altak bo'lsa, u holda Amper kuchining bajargan dA elementar ishi

$$dA = \sum_{i=1}^N dA_i$$

bo'ladi, dA , har bir o'ramning siljishida bajarilgan ish, ya'ni (9-40) ga asosan:

$$dA = JdF_{mi}$$

va

$$dA = \sum_{i=1}^N JdF_{mi} = Jd \sum_{i=1}^N F_{mi} \quad (9-46)$$

$\sum_{i=1}^N F_{mi}$ - butun hamma o'ramlardan o'tuvchi to'la oqim. Uni ψ bilan belgilasak,

$$dA = Jd\psi \quad (9-47)$$

bo'ladi.

Mustahkamlash savollari

1. Xoll qanday tajriba o'tkazgan? Xoll effektini aytib bering va uning matematik ifodasini yozib bering.
2. Lorens kuchi nimalarga bog'liq? Uning matematik ifodasini yozib bering.
3. Bir jinsli maydonda zaryadlangan zarra harakatlanganda unga qanday kuchlar ta'sir qiladi?
4. Zaryadlangan zarra tezlatkichlari deganda nimani tushunasiz?
5. Siklotronni ishlash printsipini tushuntirib bering?
6. Amper tajribada nimani aniqlagan? Amper qonunining matematik ko'rinishini yozib bering.
7. Magnit maydon induksiya vektorining fizik ma'nosini aytib bering.
8. Parallel toklarning ta'sirlashish kuchini Amper qoidasiga asosan yozib bering.

1 §. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYANING ASOSIY QONUNLARI. FARADEY QONUNI.

1. Faradey qonuni. Ma'lumki, tokli o'tkazgich magnit maydon hosil qiladi. Ingliz fizigi Faradeyda shunday savol tug'iladi: elektr toki magnit maydon hosil qilar ekan, magnit maydon o'z navbatida unga joylashtirilgan berk zanjirda tok hosil qilarmikan? Buni bilish uchun u juda ham ko'p tajribalar qilib ko'rdi.

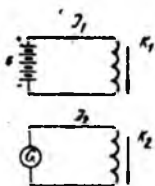
U ikkita g'altak olib, ulardan birini (K_1 g'altakni) batareyaga ulagan, undan uzgarmas J_1 tok o'tib turgan. Ikkinchi K_2 g'altak esa galvanometrqa ulangan (93- rasm). Faradey K_1 ni K_2 ga yaqinlashtirgan vaqtida K_2 da J_2 induksion tok hosil bo'lganligini ko'rgan. Bu tokning yo'nalishi J_1 tokka qarama-qarshi bo'lgan. K_1 g'altak K_2 g'altakdan uzoqlashtirilgan vaqtda yana J_2 induksion tok hosil qilgan, lekin uning yo'nalishi yaqinlashtirilganda hosil bo'ladigan J_2 induksion tokning yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lgan. K_1 va K_2 larning o'zaro joylashishi o'zgarmay turganida esa hech qanday induksion tok hosil bo'lmagan. Bu tajribadan J_2 induksion tokning hosil bo'lishiga sabab g'altakni kesib o'tayotgan magnit maydonning o'zgarishidir degan xulosa kelib chiqadi.

Bunga to'la ishonch hosil qilish uchun Faradey chna tajriba o'tkazadi. U K_1 g'altak o'rniga endi doimiy magnit oladi, bu magnit K_2 g'altakning o'qi bo'yilabiliganda unda induksion tok hosil bo'ladi (94-rasm). Demak, bu tajribadan ham ko'rinadiki, K_2 g'altakda induksion tokning hosil bo'lishiga sabab – g'altak o'ramlarini kesib o'tayotgan magnit maydonning o'zgarishidir.

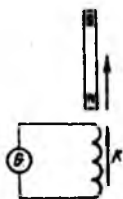
Bizga ma'lumki, magnit maydon xarakteristikallari - $\vec{B}$ va $\vec{H}$ lardir. O'zgaruvchan magnit maydonda induksiya va kuchlanganliklar o'zgaradi. Bu

$\vec{B}$ va $\vec{H}$ kattaliklardan qaysi birining o'zgarishi induksion tokni ifodalaydi, degan savolga Faradey tajriba bilan javob beradi.

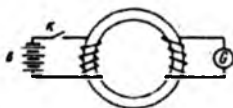
U yog'och o'zak olib, unga ikkita o'ram o'raydi. Bitta o'ramning ikki uchini kalit opqali batareyaga, ikkinchi o'ramning ikki uchini G galvanometrغا ulaydi (95- rasm).



93-rasm



94-rasm



95-rasm

K kalitni uzib-ulaganda galvanometrda qisqa tok paydo bo'lgan. Faradey yog'och o'zakni temir o'zak bilan almashtirganda induksion tok ortganligini ko'rgan. Bu esa induksion tok vujudga kelishida magnit maydon induksiyasi asosiy ahamiyatga ega ekanligini bildiradi. Faradey tomonidan ochilgan bu hodisa elektromagnit induksiya hodisasi deb ataldi.

Berk zanjirda elektr yurituvchi kuch hosil bo'lgandagina tok paydo bo'lishi bizga ma'lum. Shuning uchun Faradey tomonidan aniqlangan induksion tok ham o'zgaruvchan magnit maydonda joylashgan konturda elektr yurituvchi kuchi hosil bo'lishini, ya'ni elektromagnit induksiya elektr yurituvchi kuchi (ε_i) hosil bo'lishini taqozo qiladi.

Keyinchalik har xil shakldagi va har xil o'lchamdagi konturlar bilan qilingan tajribalar konturlarda hosil bo'ladigan elektromagnit induksion elektr yurituvchi kuch ε_i mana shu kontur bilan chegaralangan sirtdan oqib o'tadigan magnit oqimi F ning o'zgarish tezligiga proporsional bo'lishni ko'rsatdi, ya'ni:

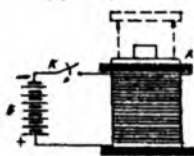
$$\varepsilon_i = k \frac{dF_m}{dt} \quad (10-1)$$

Bu formula Faradey kashf etgan induksiya qonunining matematik ifodasidir. Bunda k - proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, shu formuladagi kattaliklar qaysi sistemada o'lchanishiga bog'liq bo'ladi. SI va SGSM sistemasida $|k| = 1$ bo'ladi.

2 §. LENS QONUNI

Peterburg universitetining professori Lens induksion tok yo'nalishi bilan uni hosil qilayotgan magnit maydon orasidagi bog'lanishni tekshirdi. U tajribalar asosida quyidagi qonunni kashf etdi. Berk konturni kesib o'tayotgan magnit oqimining har qanday o'zgarishi shu konturda shunday yo'nalishda induksion tok hosil qiladiki, uning hosil qilayotgan magnit maydoni tashqi magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik qiladi.

Lens qonunini quyidagi tajribadan ko'rishkmiz mumkin. G'altak olib, uning o'rami batareyaga ulanadi. Bu g'algakning ichidagi temir o'zagiga A alyumin xalqa kiygizib qo'yamiz. Bu halqa erkin ko'cha oladi. K kalit bilan g'altakni B batareyaga ulash-uzish mumkin (96- rasm).



96-rasm

G'altakni batareyaga ulasak, A halqa yuqoriga sapchib g'altakning yonidagi stolga tushganini ko'ramiz. Halqani yana temir o'zakka kiydirib qo'yish uchun ancha kuch sarflash kerak. Endi tokni uzsak, o'zakka kiydirilgan halqa g'altakka tortiladi. Buni qanday tushuntirish mumkin? G'altakda tok bo'lmagan paytda halqa bilan chegaralangan sirtidan o'tayotgan magnit oqimi nolga teng bo'ladi. G'altakni tokka ulasak, halqa bilan chegaralangan sirtidan

o'tayotgan, ya'ni halqa ichidan o'tayotgan magnit oqimi orta boradi. Bu holda halqada induksion tok hosil bo'ladi, bu induksion tokning magnit maydoni Lens qonuniga asosan g'altak magnit maydoniga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lishi kerak. Shuning uchun halqadagi induksion tok g'altak o'ramlaridagi tokka qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Bunday toklar orasida esa itarish kuchi vujudga kelib, halqani yuqoriga otib yuboradi. G'altakni tokdan uzsak, u holda halqadan o'tayotgan magnit oqimi kamaya boshlaydi, Bunda endi halqada g'altak o'ramlaridagi tok yo'nalishi bilan bir xil yo'nalgan induksion tok hosil bo'ladi. Bu holda esa ular bir-biriga tortiladi, shuning uchun halqa g'altakka tortiladi. Mana shu Lens qonuniga asosan Faradey qonuni (10-1) dagi k aniqlanganda SI va SGSM sistemada $k = -1$ bo'lib chiqadi va

$$\epsilon_i = -\frac{dF_m}{dt} \quad (10-2)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu formula Lens va Faradey qonunlarining umumiy matematik ifodasi bo'lib, elektromagnit induksiyaning asosiy qonunini ifodalaydi.

Shunday qilib, berk konturda elektromagnit induksiya elektr yurituvchi kuchi shu konturdan o'tayotgan magnit oqimi o'zgarish tezligiga son qiymat jihatidan teng bo'lib, ishorasi unga qarama-qarshi bo'ladi.

Absolyut elektromagnit birliklar sistemasi SGSM da potensial birligi o'zgarish tezligi 1 mks/s bo'lgan magnit oqimi kesib o'tayotgan berk konturda hosil bo'ladigan elektromagnit induksiya elektr yurituvchi kuchiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$1SGSM_V = \frac{1mks}{1s}$$

Ma'lumki, $1 \text{ mks} = 10^{-8} \text{ vb}$.

Demak,

$$1SGSM_V = 10^{-8} \frac{\text{vb}}{s} = 10^{-8} SI = 10^{-8} B$$

3 §. INDUKSIYA ELEKTR YURITUVCHI KUCHINI ANIQLASH

Yuqorida ko'rganimizdek, berk konturdagi induksion elektr yurituvchi kuch shu konturdan o'tadigan magnit oqimining o'zgarishi natijasida vujudga keladi va ular o'zaro quyidagicha bog'lanishga ega:

$$\varepsilon_i = - \frac{dF_m}{dt}$$

Faradey va Lens kashf etgan shu qonun energiya saqlanish qonunining ko'rinishlaridan biridir. Haqiqatdan ham, bir jinsli magnit maydonga joylashtirilgan berk konturni ko'raylik. Agar endi biz mana shu konturni galvanik elementga ulasak, u holda Amper kuchi tasirida bu kontur siljiy boshlaydi va

$$dA_i = JdF_m \quad (10-3)$$

ga teng ish bajariladi. Bunda dF_m -konturdan o'tayotgan magnit oqimining dt vaqtda o'zgarishi, J - konturdan oqib o'tayotgan tok kuchi.

Galvanik element tomonidan dt vaqtda bajariladigan ish esa

$$dA = \varepsilon J dt \quad (10-4)$$

ga teng bo'ladi. Agar kontur magnit maydondan tashqarida turgan bo'lsa, u holda bu ish Joule-Lens issiqligini ajratib chiqarishga sarf bo'ladi, ya'ni:

$$dA = \varepsilon J dt = J^2 R dt$$

Lekin kontur magnit maydonda joylashgan bo'lib, uning yana siljishida ish bajariladi. Demak, energiyaning saqlanish qonuniga asosan:

$$dA = dA_i + J^2 R dt, \quad \varepsilon J dt = JdF_m + J^2 R dt$$

bu ifodaning ikkala tomonini Jdt ga bo'lamiz. U holda $\varepsilon = \frac{dF_m}{dt} + JR$ bundan

$$J = \frac{\varepsilon - \frac{dF_m}{dt}}{R} \quad (10-5)$$

Bu tenglamani biz berk zanjir uchun Om qonuni bilan taqqoslasak, elektr yurituvchi kuch vazifasini ikki had: galvanik elementning elektr yurituvchi kuchi ε va $-\frac{dF_m}{dt}$ kattalikning yig'indisi bajarilayotganini ko'ramiz. $-\frac{dF_m}{dt}$ esa kontur bilan chegaralangan sirtidan oqib o'tayotgan magnit oqimi o'zgarishi natijasida vujudga kelayotgan induksion elektr yurituvchi kuch ε_i dir. Demak,

$$J = \frac{\varepsilon + \varepsilon_i}{R} \quad (10-6)$$

4 §. O'ZINDUKSIYA HODISASI. UZILISH VA ULANISH EKSTRATOKLARI

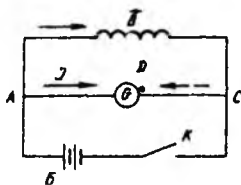
Ma'lumki, elektromagnit induksiya hodisasi o'tkazgich o'rab turgan sirtidan o'tayotgan magnit induksiya oqimi o'zgarganda yuz beradi. Bunda oqimning qanday sababga ko'ra o'zgarayotganligining ahamiyati bo'lmaydi. Agar biror konturdan o'zgaruvchan tok oqayotgan bo'lsa, u hosil qilgan magnit maydon ham o'zgarib turadi. Demak, shu kontur o'rab turgan sirt orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi ham o'zgarib turadi. Buning natijasida konturda induksiya elektr yurituvchi kuchi hosil bo'ladi. Mana shu hodisa o'zinduksiya hodisasi deyiladi. Bunda konturda oqayotgan o'zgaruvchan tok magnit maydon hosil qilib, bu magnit maydon natijasida xuddi shu konturning o'zida induksiya elektr yurituvchi kuchi hosil bo'ladi.

O'zinduksiya hodisasiga zanjirni ulash va uzish paytlarida hosil bo'ladigan ekstratoklar misol bo'ladi. Masalan, biz zanjirni ulaganimizda, zanjirda elektr toki hosil bo'ladi. Bu vaqtda tokning magnit maydoni ortadi, demak, kontur o'rab turgan sirt orqali o'tayotgan induksiya oqimi ham ortadi va zanjirda induksion tok hosil bo'ladi. Bu induksion tok Lens qonuniga asosan magnit oqimiga qarama-qarshi yo'nalgan magnit maydon hosil qiladi. Shunga asosan biz induksion tok dastlabki tokka qarama-qarshi yo'nalgan, degan xulosaga

kelamiz. Mana shu ulanayotgan dastlabki tokka teskari yo'nalgan induksion tok ulanish ekstratoki deb ataladi. Ulanish ekstratoki konturdagi tokni kamaytiradi.

Zanjirni uzganimizda ham shunga o'xshash hodisa yuz beradi. Agar konturda tok kuchi kamayayotgan bo'lsa, u holda kontur o'rab turgan sirt orqali o'tayotgan magnit oqimi ham kamaya boradi va konturda induksion tok vujudga keladi. Bu induksion tok Lens qonuniga asosan kamayayotgan oqimni kuchaytiruvchi magnit oqimini hosil qiladi, ya'ni induksion tok dastlabki tok bilan bir tomonga yo'nalgan bo'ladi. Mana shu induksion tok uzilish ekstratoki deb ataladi. Uzilish ekstratoki asosiy tok bilan bir tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Uzilish ekstratokiga bir misol ko'raylik, B batareyadan kelayotgan tok A nuqtada ikki qismga tarmoqlangan zanjirdan o'tadi (97- rasm). Zanjirning ADC qismiga G galvanometr ulangan. ABC, ADS qismlarda tok chapdan o'ngga qarab oqadi. Agar biz zanjirni uzib qo'ysak, zanjirning ABC qismida dastlabki tok bilan bir tomonga yo'nalgan uzilish ekstratoki hosil bo'ladi. Zanjirning ikkinchi qismi uzib qo'yilganligidan bu tokning hammasi zanjirning ADC qismidan o'tadi (punktir chiziq). Buni biz galvanometrning strelkasi oldingiga qarama-qarshi tomonga og'ganligiga qarab payqaymiz.



97-rasm

O'zinduksiya hodisasi shakllari turlicha bo'lgan o'tkazgichlarda turlicha bo'ladi. Konturning kuchliroq yoki kuchsizroq o'zinduksiya hodisasiga ega bo'lish xususiyatini o'zinduksiya koefitsiyenti belgilaydi. Mana shu kattalikning ma'nosini aninqlaylik. J tok oqayotgan ixtiyoriy berk kontur olamiz, Bio-Savar-Laplas qonuniga asosan bu tok hosil qilayotgan magnit maydonning har bir nuqtasidagi maydon kuchlanganligi va magnit induksiya

vektorlari shu tokka proporsional bo'ladi. Demak, tokli konturni o'rab turgan sirt orqali o'tayotgan induksiya oqimi (F) ham tok kuchi (J) ga proporsional degan xulosaga kelamiz:

$$F_m = LJ \quad (10-7)$$

Bu yerdagi L proporsionallik koeffitsiyenti konturning o'zinduksiya koeffitsiyenti deb ataladi. Bunda J ni birga teng deb olsak, o'zinduksiya koeffitsiyenti bir birlikka teng tok oqayotgan yopiq konturlar bilan chegaralangan yuzdan o'tayotgan magnit oqimiga teng bo'ladi.

O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchini biz elektromagnit induksiyaning asosiy qonuni

$$\mathcal{E}_1 = -\frac{dF_m}{dt}$$

dan topamiz. F_m ning o'rniga (10-7) ni qo'yamiz, u holda

$$\mathcal{E}_{o'z} = -L \frac{dJ}{dt} \quad (10-8)$$

bo'ladi. Bu formuladan foydalanib, o'zinduksiya koeffitsiyentiga yana bir ta'rif berish mumkin. Konturning o'zinduksiya koeffitsiyenti konturda tok kuchi vaqt birligida birga o'zgarganda konturda hosil bo'ladigan elektr yurituvchi kuchga son qiymat jihatidan teng. Bu koeffitsiyent faqat konturning geometrik shakli bilan kontur turgan muhitga bog'liq.

Biz (10-7) va (10-8) dan foydalanib, o'zinduksiya koeffitsiyentining birligini topsak bo'ladi. L o'zinduksiya koeffitsiyenti SGSM sistemada va praktik sistemalarda o'lchanadi.

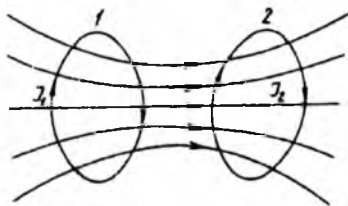
O'zinduksiya koeffitsiyentining SGSM birligi qilib shunday konturning o'zinduksiya koeffitsiyenti qabul qilinadiki, bu konturda bir elektromagnit birlikka teng tok oqqanda kontur bilan chegaralangan yuzdan bir maksvell induksiya oqimi o'tadi.

O'zinduksiya koeffitsiyentining praktik birligi esa genri deb ataladi. 1 genri deb konturning shunday o'zinduksiya koeffitsiyenti qabul qilinadiki, bu

konturdan 1 amper tok oqqanda shu kontur bilan chegaralangan yuzdan 1 veber magnit oqimi o'tadi.

5 §. O'ZARO INDUKSIYA HODISASI

O'zaro induksiya hodisasiga Faradeyning hamma tajribalari misol bo'la oladi (93.94.95.96-rasmlar). Biror konturdagi elektr tokining kuchi o'zgarganda, bu konturning o'zgaruvchan magnit maydoni qo'shni konturlarda elektr yurituvchi kuchni induksiyalaydi. Mana shu hodisa o'zaro induksiya hodisasi deb ataladi. Masalan, 1 va 2 konturlarni olib, ularni yonma-yon joylashtiraylik (98- rasm).



98-rasm

Birinci konturdan J_1 ga teng tok kuchi oqib o'tayotgan bo'lsin, u holda uning hosil qilgan magnit maydonining ikkinchi konturni kesib o'tayotgan qismi

$$F_{21} = L_{21} J_1 \quad (10-9)$$

bo'ladi.

Agar J_1 tok kuchi o'zgarsa, u holda F_{21} ham o'zgaradi va ikkinchi konturda ε_2 elektr yurituvchi kuch induksiyalanadi:

$$\varepsilon_2 = - \frac{dF_{21}}{dt} \quad (10-10)$$

Agar konturlarning o'lchamlari va bir-biriga nisbatan vaziyatlari o'zgarmasa, L_{21} o'zgarmas bo'ladi, va

$$\frac{dF_{21}}{dt} = L_{21} \frac{dJ_{21}}{dt} \quad (10-11)$$

$$\varepsilon_2 = -L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (10-12)$$

bo'ladi, bunda L_{21} - ikkinchi kontur bilan birinchi konturning o'zaro induksiya koeffitsiyenti deb ataladi.

Endi biz ikkinchi konturdan o'tayotgan I_2 tok o'zgarganda birinchi konturda induksiyalanadigan ε_1 elektr yurituvchi kuchni yozsak bo'ladi:

$$\varepsilon_1 = -L_{12} \frac{dI_2}{dt} \quad (10-13)$$

bunda L_{12} - birinchi kontur bilan ikkinchi konturning o'zaro induksiya koeffitsiyenti, dI_{12} - ikkinchi kontur o'zgaruvchan magnit maydonining birinchi konturni kesib o'tayotgan qismi. Har doim $L_{21}=L_{12}$ bo'ladi. Bu o'zaro induksiya koeffitsiyenti konturning geometrik shakliga, o'lchamiga va konturlarning bir-biriga nisbatan joylashishiga bog'liq bo'ladi.

Endi biz o'zaro induksiya koeffitsiyentiga (10-12) va (10-13) lardan ta'rif berishimiz mumkin: ikki kontur o'zaro induksiya koeffitsiyentining son qiymati ulardan birida tok kuchi bir birlikka o'zgarganda ikkinchisida hosil bo'ladigan elektr yurituvchi kuchga tengdir.

O'zaro induksiya koeffitsiyentlarining o'lchov birliklari o'zinduksiya koeffitsiyentining birliklari singari bo'ladi, ya'ni: elektromagnit birlik, SGSM birligi va SI sistemada genrilarda o'lchanadi.

1 SGSM birlik qilib shunday ikki konturning o'zaro induksiya koeffitsiyenti qabul qilinadiki, ulardan biridagi tok kuchi 1 elektromagnit birlikka o'zgarganda, ikkinchisidan 1 maksvell magnit oqimi o'tadi.

Bir genri deb, shunday ikki konturning o'zaro induksiya koeffitsiyenti qabul qilinadiki, ulardan biridagi tok kuchi bir sekundda bir amperga o'zgarganda, ikkinchisida bir voltga teng elektr yurituvchi kuch hosil bo'ladi.

6 §. FUKO TOKLARI YOKI UYIRMAVIY TOKLAR

Induksion toklar yaxlit o'tkazgichlarda ham hosil bo'ladi. Bunday induksion toklar ularni tekshirgan olim sharafiga Fuko toklari deb ataladi. Agar o'zgaruvchan magnit maydonga birorta yaxlit o'tkazgich, masalan, temir parchasini joylashtirsak, juda katta induksion tok hosil bo'ladi. Chunki yaxlit metallning qarshiligi juda kichik bo'ladi.

Ma'lumki, magnit maydon qanchalik tez o'zgarsa hosil bo'layotgan tok shunchalik katta bo'ladi. Shuning uchun yaxlit o'tkazgichni biz o'ramlarida tok juda tez o'zgarayotgan solenoid ichiga joylashtirsak, Fuko toklarini kuzatish osonroq bo'ladi. Bunday sharoitda yaxlit jismda Fuko toklari shunday katta bo'lishi mumkinki, bu toklar ta'sirida ajralib chiqadigan issiqlik jismni qizdirib yuborishi mumkin. Bu hodisadan vakuum texnikasida foydalaniladi.

Lekin Fuko toklari ta'sirida o'tkazgichning qizishi ko'pincha zarar keltiradi. Masalan, transformator o'zaklari qizib ketishi mumkin yoki umuman, o'zgaruvchan tok o'tadigan g'altaklarning o'zaklari qizishi mumkin. Bu hodisaning oldini olish uchun transformator o'zaklari bir-biridan izolyatsiya bilan ajratilgan plastinkalardan yasaladi.

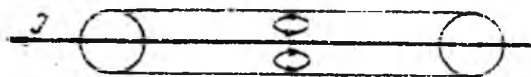
Shunday qilib, induksion toklar faqat chiziqli o'tkazgichlarda hosil bo'libgina qolmasdan, balki yaxlit o'tkazgichlarda ham hosil bo'lar ekan. Bunda yaxlit o'tkazgichlarni berk kontur qilish shart emas. Ma'lumki, chiziqli o'tkazgichlar deb, kesim o'lchamlari uzunliklariga nisbatan juda kichik bo'lgan o'tkazgichlar tushunilar edi va bu o'tkazgichlarda induksion tok hosil bo'lgani uchun ular berk kontur sifatida olinar edi. Endi yaxlit parchada esa induksion tokning berk konturlari shu parchalarda hosil bo'la oladi.

Tekshirishlar Fuko toklari

$$J_{fuko} = \frac{\varepsilon_i}{R} = -\frac{1}{R} \frac{dF_m}{dt} \quad (10-14)$$

kabi aniqlanishi mumkin ekanligini ko'rsatdi. Bunda R - parchaning qarshiligi bo'lib, u parchaning solishtirma o'tkazuvchanligi qancha katta bo'lsa, shuncha kichik bo'ladi.

Yuqorida aytganimizdek, yaxlit parchada induksion tokning berk konturlari hosil bo'ladi. Mana shuning uchun Fuko toklari, ikkinchi tomondan uyirmaviy toklar deb ham ataladi. Fuko toklari o'zgaruvchan tok o'tayotgan o'tkazgichning o'zida ham hosil bo'lishi mumkin. Agar o'zgaruvchan tok silindrik o'tkazgich bo'ylab oqayotgan bo'lsa, tok kuchi oshgan paytda Fuko toklarining yo'nalishi 99- rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi. Bu toklar o'tkazgich sirtida birlamchi tok yo'nalishida o'tkazgichning o'qida esa birlamchi tok teskari yo'nalishda o'tadi.



99-rasm

Natijada o'tkazgich ichida tok kamayadi, sirtida esa kuchayadi. O'tkazgichdan tez o'zgaruvchan tok o'tganda, o'tkazgich o'qi yaqinida tok zichligi deyarli nolga teng bo'ladi va hamma tok o'tkazgich sirtida oqadi. Shu sababli o'tkazgichning ichida magnit maydon ham nolga teng bo'ladi. Shunday qilib, o'tkazgichning ichki qismida tok oqmaydi.

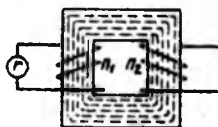
O'tkazgichning bu ichki qismi keraksiz bo'lgani uchun metallni tejash maqsadida gaz o'zgaruvchan toklar uzatiladigan simlarning ichi g'ovak qilib yasaladi. Fuko toklarni o'tkazgichning o'zinduksiya koeffitsiyentining kamayishiga ham sabab bo'ladi.

7 §. O'ZARO INDUKSIYANI TEXNIKADA QO'LLANILISHI.

TRANSFORMATOR

O'zgaruvchan tokning kuchlanishini oshirish yoki pasaytirishda transformatorlardan foydalaniladi. Transformatorlarning ishlash prinsipi

o'zaro induksiyaga asoslangan. Transformatorlar birinchi marta 1876 yilda Yablochkov tomonidan ixtiro qilingan. Transformator ikkita g'altakdan iborat bo'lib (100-rasm), bu ikkita g'altak bitta temir o'zakka joylashtirilgan. Birinchi g'altakning uchlari o'zgaruvchan tok manbaiga ulangan. Bunda birinchi g'altakdan o'zgaruvchan tok oqib o'tadi va ikkinchi g'altakda o'zaro induksiya elektr yurituvchi kuchi hosil qiladi. Ikkala g'altak bitta umumiy temir o'zakka kiydrilganligi sababli magnit induksiya oqimi keskin o'sadi.



100-rasm

Agar $\mathcal{E}_1$ - birinchi g'altakdagi elektr yurituvchi kuch, n_1 - birinchi g'altakdagi o'ramlar soni bo'lsa, Om qonuniga asosan

$$\mathcal{E}_1 = \frac{d}{dt}(n_1 F) = J_1 R_1 \quad (10-15)$$

bo'ladi. Bunda R_1 - birinchi g'altakning qarshiligi, J_1 - birinchi g'altakdan oqib o'tayotgan tok, $J_1 R_1$ birinchi g'altakdagi kuchlanish tushishi.

Agar tok juda tez o'zgarib tursa, $J_1 R_1$ juda kichik bo'ladi va (10-15)ni, quyidagicha yozish mumkin:

$$\mathcal{E}_1 = n_1 \frac{dF}{dt} \quad (10-16)$$

Shuningdek, ikkinchi g'altakda hosil bo'ladigan elektr yurituvchi kuch

$$\mathcal{E}_2 = n_2 \frac{dF}{dt} \quad (10-17)$$

(10-16) bilan (10-17) dan:

$$K = \frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{n_2}{n_1} = \text{const}$$

Bu kattalik ikkinchi g'altakdagi elektr yurituvchi kuch birinchi g'altakdagi elektr yurituvchi kuchdan necha marta kattaligini ko'rsatadi va transformatorning transformatsiya koeffitsiyenti deb ataladi.

Agar $\frac{n_2}{n_1} > 1$ bo'lsa, bunday transformator pasaytiruvchi transformator bo'ladi. Kuchaytiruvchi transformatorlar elektr energiyani katta masofalarga uzatishda ishlatiladi. Pasaytiruvchi transformatorlar elektr payvand, elektr yoylarida ishlatiladi.

Mustahkamlash savollari

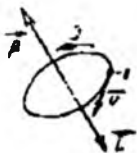
1. Elektromagnit induksiya asosiy qonunlaridan Faradey qonunini ta'riflang va uning matematik ifodasini yozib bering.
2. Faradey qanday tajribalar o'tkazgan? U tajribalardan qanday xulosaga kelgan?
3. Lens qonunini ta'riflang va matematik ifodasini yozib bering.
4. Induksiya elektr yurituvchi kuchini energiyaning saqlanish qonunidan keltirib chiqarib bering.
5. O'zinduksiya hodisasi deganda nimani tushunasiz?
6. Ulanish va uzilish ekstra toklarini tushuntirib bering.
7. O'zinduksiya koeffitsienti deganda nimani tushunasiz? U qanday birliklarda o'lchanadi?
8. Genri birligiga ta'rif bering.
9. O'zaro induksiya hodisasi deganda nimani tushunasiz?
10. O'zinduksiya va o'zaro induksiya natijasida hosil bo'ladigan o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchlarini yozib bering.
11. Fuko toklari nima? U nimalarga bog'liq?
12. Transformatorning ishlash prinsipini tushuntirib bering.

XI BOB

MAGNETIKLAR

1 §. ATOMLAR VA ELEKTRONLARNING MAGNIT MOMENTLARI

Shu vaqtga qadar bo'shliqdagi, ya'ni sezilarli miqdorda atomlar bo'lmagan fazodagi maydonni tekshirdik. Tokli o'tkazgichni yoki harakatdagi zaryadni o'rab olgan muhtning magnit ta'sirlari formulalarda magnit kirituvchanlik μ yordamida hisobga olingan edi. Muhitning magnit xossalarini va ularning magnit maydon induksiyasi kattaligiga ta'sirini tekshirish uchun modda tashkil topgan atom va molekulalarga magnit maydonning ta'sirini o'rganishimiz kerak. Elektr maydonga joylashtirilgan dielektrik qutblanib, uning ichida elektr maydon vujudga kelgani kabi, magnit maydonga joylashgan moddalarga ham maydon ta'sir etib, ular magnitlanish holatiga keladi va modda ichida magnit maydon vujudga keladi. Bunday moddalar magnetiklar deyiladi. Magnetiklar to'g'risida, xususan, doimiy magnitlarning tabiati to'g'risida Amper birinchi bo'lib mulohaza yuritdi. Amper gipotezasiga ko'ra, magnitlar ichida mikrotoklar mavjud, doimiy magnit maydoni esa mikrotoklar magnit maydonlarining yig'indisiga teng.



101 rasm

Endi elektronning orbita bo'ylab harakatidagi momentini tekshiraylik (101-rasm). Aytaylik, elektron aylana bo'ylab harakat qilsin. Orbitaning radiusi r ga teng. Tokning yo'nalishi elektron yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan. Elektronning momenti orbital magnit moment deb ataladi.

$$P_m = JS, \quad (11-1)$$

bunda S – yuz, J – tok. Orbitaning ko'ndalang kesimidan bitta aylanishda ye zaryad o'tadi. Vaqt birligida elektron ν marta aylansa, tok $ie = J$ bo'ladi. Elektronning tezligi $\vec{v}$ bo'lsa, aylanish davri:

$$T = \frac{2\pi}{\nu}; \quad (\nu = \frac{1}{T}, \nu = \frac{v}{2\pi r}, S = \pi r^2)$$

u holda:

$$P_m = ie \pi r^2 = \frac{v}{2\pi} e \pi r^2 = \frac{evr}{2}; \quad P_m = \frac{evr}{2} \quad (11-2)$$

Ikkinchi tomondan, aylanayotgan jism L_e harakat miqdori momentiga ega:

$$L_e = mvr; \quad \vec{L}_e = m[\vec{r}, \vec{v}] \quad (11-3)$$

Harakat miqdori momenti orbital magnit moment yo'nalishiga teskari yo'nalgan. (11-2) ning (11-3) ga nisbatini olsak:

$$\frac{P_m}{L_e} = \frac{evr}{2mvr} = \frac{e}{2m} \quad (11-4)$$

Orbital magnit momentining orbital impuls momentiga nisbati o'zgarmas bo'lib, elektronning tezligiga ham, orbita radiusiga ham bog'liq emas.

$$\vec{P}_m = -\frac{e}{2m} \vec{L}_e = -g \vec{L}_e, \quad (g = \frac{e}{2m})$$

Jismning umumiy magnit momenti shu jismdagi elektronlar momentlarining yig'indisiga teng:

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^n \vec{P}_{mi}, \quad \vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i, \\ \vec{P}_m = g \vec{L} \quad (11-5)$$

2 §. BIR JINSLI MAYDONDAGI DIA VA PARAMAGNETIKLAR

Tashqi magnit maydon bo'lmaganda, atomlarning magnit momentlari nolga teng moddalarga diamagnetiklar deyiladi. Diamagnetiklarga inert gazlar, vimut, sink, oltin, mis, kumush, suv, smola va hokazolar kiradi. Diamagnetiklar magnit maydonga kiritilganda tashqi maydon kuchlanganligi

$\vec{I}$ ga qarama-qarshi yo'nalgan qo'shimcha ichki magnit maydon vujudga keladi. Moddalarning magnitlanishini xarakterlash uchun magnitlanish vektori tushunchasi kiritiladi. Magnitlanish vektori $\vec{I}$ yoki magnitlanish intensivligi deb, biror hajm nolga intilganda shu hajmdagi magnit momentining hajmga nisbatiga aytiladi:

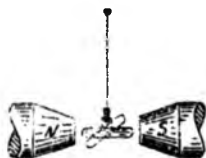
$$\vec{I} = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{mi} \right) \quad (11-6)$$

Diamagnetik va maydon bir jinsli bo'lsa,

$$\vec{I} = \frac{n \Delta \vec{p}_m}{V} = n_0 \Delta \vec{p}_m = \chi \vec{H}$$

bu yerda n_0 – hajm birligidagi zarralar soni, χ – magnitlanish koeffitsiyenti, bu koeffitsiyent diamagnetiklar uchun manfiy, $\chi < 0$. Magnit maydonga diamagnetik sterjen kiritsak, u maydondan itariladi.

Agar elektron orbital magnit momentlarining vektor yig'indisi nolga teng bo'lmasa, atom xususiy magnit momentiga ega bo'ladi. Bunday atomlardan iborat moddalar paramagnetiklar deyiladi. Paramagnetiklarga kislorod, azot oksidi, platina, natriy, kaliy va boshqalar kiradi. Masalan, paramagnetikni magnit maydonga kiritaylik. Bu holda tashqi maydon atrofida magnit moment protsession harakatda bo'ladi va maydon kuchayadi. Biror vaqtdan keyin paramagnetiklarning magnitlanishi to'yingan holga keladi. Magnitlanish koeffitsiyenti $\chi > 0$ (11-3-11-5). Magnit maydonga kiritilgan paramagnetik sterjen maydon bo'ylab joylashadi (102-rasm).



102-rasm,

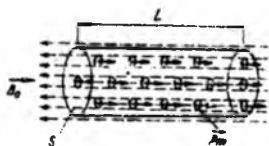
Tajribalar magnitlanish koeffitsiyentining tashqi maydonga bog'liq emas ekanligini ko'rsatadi. Demak, magnitlanish koeffitsiyenti moddani

xarakterlovchi kattalik ekan. Biz ilgari magnit maydonning kuch xarakteristikasi bo'lgan magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ni ko'rgan edik. Induksiya vektori faqat o'tkazuvchanlik tokiga emas, moddaning magnit xossalriga ham bog'liq, degan edik. Kuchlanganlik $\vec{H}$ esa moddaning magnit xossalriga bog'liq bo'lmasdan, balki tashqi maydonni aniqlar edi. Vakuumdagi $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$. Moddada vujudga keluvchi va ichki magnit maydon deb ataluvchi maydonning induksiya vektorini B_i deb belgilaylik. Bu holda:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_i \quad (11-7)$$

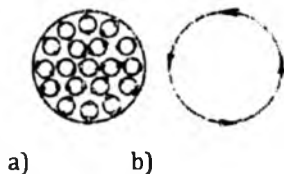
Ichki maydon induksiyasi B_i ni hisoblaylik.

Uzunligi ℓ , ko'ndalang kesimi S bo'lgan silindr shaklidagi diamagnetik olamiz. Uni magnit maydonga joylashtiramiz. (103-rasm).



103-rasm

Bu magnit maydonning induksiya vektori $\vec{B}_0$. Diamagnetikda vujudga kelgan ichki magnit maydon tashqi magnit maydon induksiya vektori $\vec{B}$ ga teskari yo'nalgan. Silindr ichida ixtiyoriy kesmada molekulyar toklar o'zaro kompensatsiyalanadi (104- a rasm). Faqat kesmaning parametridagi toklar bir yo'nalishda bo'ladi (104- b rasm). Bu esa solenoid tokiga o'xshagan:



104-rasm

$$\vec{B}_i = \mu_0 n_0 \vec{J} = \mu_0 J_0 \quad (11-8)$$

Bu yerda J – molekulyar tok, n_0 – toklar soni, vakuumda $\mu_0 = 1$ J_0 - tokni magnitlanish vektori bilan bog'lash mumkin. Silindrning hajmi ℓS magnet moment $J_0 \ell S$

$$|\vec{I}| = \frac{J_0 \ell S}{V} = J_0 \quad (11-9)$$

$$\text{Shunday qilib,} \quad \vec{B}_m = \mu_0 |\vec{I}| \quad (11-10)$$

$$\text{Demak,} \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{I} \quad (11-11)$$

$$\frac{B}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{I} \quad (11-12)$$

$$\vec{I} = \chi \vec{H} \quad (11-13)$$

O'rniga qo'ysak:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \quad (11-14)$$

Biz ilgari kiritgan $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ ifodani nazarga olsak, $\mu = (1 + \chi)$ ga ega bo'lamiz. Bu nisbiy magnit kirituvchanlikni beradi. Diamagnitda $\chi < 0, \mu < 1$ Paramagnitda $\chi > 0, \mu > 1$. Nisbiy magnit kirituvchanlik jismdagi magnit maydonga bog'liq emas. Biz ilgari to'la tok qonunini ko'rib o'tgan edik.

$$\oint_{\ell} H d\ell \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = \sum_{i=1}^n J_i \quad (11-15)$$

$$(11-12) \text{ dan} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{I} \quad (11-16)$$

(11-16) ni (11-15) ga olib kelib qo'yamiz. U holda

$$\oint_{\ell} \left(\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{I} \right), d\vec{\ell} \right) = \sum_{i=1}^n J_i \text{ ni hosil qilamiz, yoki}$$

$$\oint_{\ell} (\vec{B} d\vec{\ell}) = \mu_0 \left[\sum_{i=1}^n J_i + \oint_{\ell} (\vec{I}, d\vec{\ell}) \right] \quad (11-17)$$

Magnitlanish vektorining yopiq ℓ kontur bo'ylab sirkulyatsiyasi molekulyar toklar yig'indisiga teng:

$$\oint_l (\vec{I} d\vec{l}) = \sum_{i=1}^n J_{mol} \quad (11-18)$$

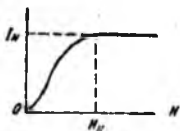
$$\oint_l (\vec{B} d\vec{l}) = \mu_0 \left(\sum_{i=1}^n J + \sum_{j=1}^n J_{mol} \right) \quad (11-19)$$

Magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ning yopiq kontur bo'ylab sirkulyatsiyasi kontur bo'ylab olgan o'tkazuvchanlik toki va molekulyar toklarning algebraik yig'indisiga teng.

3 §. FERROMAGNETIKLAR. DOMENLAR

Ba'zi moddalarni magnit maydonga joylashtirganda, ular ichida hosil bo'ladigan magnit maydon uni vujudga keltirgan tashqi maydonga nisbatan bir necha yuz yoki ming marta katta bo'ladi. Bunday moddalar ferromagnetiklar deyiladi. Ferromagnetiklarga nikel, temir, kobalt va ba'zi qotishmalar misol bo'la oladi. Bu moddalarda ferromagnetizm hodisasi faqat kristall holatda mavjuddir. Ferromagnetizمنى 1871 yilda Stoletov o'rgandi. U temirning magnitlanish vektori va maydon kuchlanganligi orasidagi bog'lanishni topdi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, tashqi maydonning biror $\vec{H}$ qiymatidan boshlab magnitlanish vektori o'zgarmas bo'lib qoladi. Stoletov bu hodisani magnit to'yinishi deb atadi (105- rasm).



105 rasm

Induksiya vektori va kuchlanganlik orasidagi bog'lanishda 105- rasmdagi grafikning gorizonta qismi bo'lmaydi, ma'lumki:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{I})$$

Ferromagnetiklarda μ kuchlanganlik $\vec{H}$ ga bog'liq. Nisbiy magnit kirituvchanlik tez o'sib maksimumga erishadi va sekin- asta kamayib birga intiladi (106-rasm).

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{I}, \quad \mu_0 I \ll \mu_0 H$$

bo'lganidan

$$\vec{B} \rightarrow \mu_0 \mu \vec{H} \rightarrow \mu_0 \vec{H} \quad (11-20)$$

bunda $\mu \rightarrow 1$

Ferromagnetiklar uchun μ ning maksimal qiymati juda katta, masalan:

$$\mu_{\max}(\text{temir}) = 5000$$

$$\mu_{\max}(\text{cho'yan}) = 200$$

$$\mu_{\max}(\text{permalloy}) = 100000$$

Klassik nazariya bo'yicha ferromagnetiklar spontan magnitlanish xususiyatiga ega. Tashqi maydon yo'q vaqtida ferromagnetik magnitlanmagan bo'ladi. Bu esa ferromagnetik materialining juda kichik bo'lakchalarga bo'linishini va bu bo'lakchalar magnit momentiga ega ekanligini ko'rsatadi. Bu bo'lakchalar domenlar deyiladi. Ularning o'lchamlari $10^{-2} - 10^{-3}$ sm oraliqda yotadi.

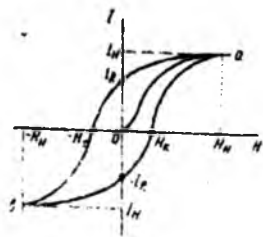


106 rasm

Tashqi maydon ta'sir etmaganda domenlar ixtiyoriy joylashib, umumiy magnit moment nolga teng bo'ladi. Tashqi maydonda barcha domenlar burilib, juda kuchli ichki maydon vujudga keladi. Hamma domenlarning momentlari tashqi maydonga parallel bo'lganda magnitlanish vektori to'yinish nuqtasiga erishadi, Ferromagnetik magnitlashda tashqi maydon

son qiymat jihatidan va yo'nalish jihatidan o'zgarsa, bu moddada qoldiq magnitlanish yuz beradi.

Aytaylik, ferromagnetikning magnitlanish to'yinish nuqtasigacha (107-. rasm, *a* nuqta) *Oa* egri chiziq bo'yicha o'zgarsin. Agar tashqi maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ kamaysa, u holda $\vec{I}$ magnitlanish vektori *Oa* egri chiziqdan yuqorida joylashgan egri chiziq bo'ylab o'zgaradi. Tashqi maydon kuchlanganligining nol qiymatida ($\vec{H} = 0$) magnitlanish vektori $\vec{I}$ nolga teng bo'lmasdan $\vec{I}_R$ qiymatga teng bo'ladi. Mana shu xodisa qoldiq magnitlanish deyiladi, ya'ni tashqi maydon bo'lmasa ham ferromagnetiklar magnitlanib qolar ekan. Qoldiq magnitlanishni yo'qotish uchun avvalgi tashqi magnit maydonga qarama-qarshi yo'nalishda magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}_K$ ga teng magnit maydon hosil qilish kerak. $\vec{H}_K$ koersitiv (ushlab turuvchi) kuch deyiladi.



107 rasm

Magnit maydonning keyingi o'zgarishlarida, ya'ni avvalgi tashqi magnit maydonga qarama-qarshi yo'nalishda o'sishida ferromagnetikning magnitlanishi yana to'yinishga erishadi (107-rasm, A nuqta).

Tashqi magnit maydon o'sib $+\vec{H}_K$ qiymatga erishganda yopiq egri chiziq – gisterezis halqasi hosil bo'ladi. Koersitiv kuch ferromagnetiklar magnitlanishining saqlanishini xarakterlaydi. Uglerodli, volframli yoki alyuminiy – nikelli po'latlar katta koersitiv kuchga ega bo'ladi. Katta koersitiv kuchga ega bo'lgan ferromagnetiklar qattiq magnitli jismlar deyiladi, ulardan doimiy magnitlar yasaladi. Kichik koersitiv kuchga ega bo'lgan ferromagnetiklar yumshoq magnitli jismlar deb ataladi. Bularga temir, temir

bilan nikelning qotishmalari kiradi. Ulardan transformatorlarning o'zaklari yasaladi. Ferromagnetiklarning temperaturalari yuqorilashgan sari qoldiq magnitlanish yo'qola boradi. Ma'lum bir Kyuri temperaturasida (masalan, temir uchun Kyuri temperaturasi 780°C , kobalt uchun 1150°C va hokazo) ferromagnetiklik xususiyati tamoman yo'qolib, paramagnetikka aylanib qoladi.

Mustahkamlash savollari

1. Magnetiklar nima?
2. Paramagnetiklar qanday xususiyatga ega bo'ladi?
3. Diamagnetiklar qanday xususiyatga ega bo'ladi?
4. Ferromagnetiklar qanday moddalar? Domenlar nima?

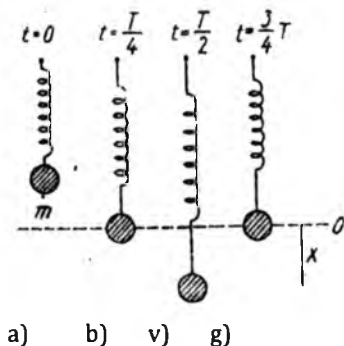
XII BOB

ELEKTR TEBRANISHLAR

1 §. XUSUSIY ELEKTR TEBRANISHLAR

Turli mexanik harakatlar orasida davriy harakatlar yoki tebranishlar katta ahamiyatga ega. Bunday harakatlarni biz osmon jismlari harakatida va turli mexanizmlarda uchratishimiz mumkin. Xuddi shuningdek, elektr hodisalar orasida elektromagnit tebranishlar muhim o'rinni egallaydi. Bunda elektr kattaliklar (zaryadlar, toklar hamda elektr va magnit maydonlar) miqdor va yo'nalish jihatidan davriy ravishda o'zgarib turadi.

Elektromagnit tebranishlardan turli mexanik qurilmalarda va telefon-telegraflarda foydalaniladi. O'zgaruvchan toklar ham elektr tebranishlar jumlasiga kiradi. Mexanikada eng sodda tebranuvchi sistema - bu prujinaga osilgan jismdir. Bu jism o'z muvozanat vaziyatidan chiqarilganda garmonik tebranma harakat qiladi, bunda muvozanat vaziyatidan siljish vaqt o'tishi bilan sinuslar qonuniga asosan o'zgaradi (108-rasm).



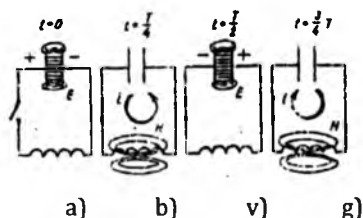
108-rasm

Jismning a va b holatida uning kinetik energiyasi nolga teng bo'lib, prujinaning potensial energiyasi maksimal qiymatga erishadi. Bunda a holat siqilgan b esa cho'zilgan holatlar. Jism muvozanat vaziyatlari (b va

g) dan o'tganda, aksincha, jismning kinetik energiyasi maksimal bo'lib, prujinaning potensial energiyasi nolga teng bo'ladi.

Shunday qilib, qaralayotgan mexanik tebranish sistemasining energiyasi davriy ravishda kinetik energiyadan potensial energiyaga va aksincha potensial energiyadan kinetik energiyaga o'tib typadi.

Xuddi shunga o'xshash protsesslarni biz elektr tebranishlarda ham ko'ramiz. Eng sodda elektr tebranish konturi o'zaro ulangan kondensator va induktivlikdan iborat bo'ladi (109- rasm). Bunda biz g'altak, o'ramlari orasidagi sig'im kondensator sig'imiga nisbatan juda kichik, kondensator hamda ulab turuvchi simlarning induktivligi g'altaknikiga nisbatan juda kichik deb hisoblaymiz.



109-rasm

Masalan, kalit ochiq, paytda kondensatorni zaryadlaylik. Kondensator qoplamalari orasida elektr maydon hosil bo'ladi, bu maydon ma'lum bir energiyaga ega. Endi biz kondensatorni induktivlikka ulaymiz (109-a rasm). U holda kondensatorning elektr maydon energiyasi kamaya boshlaydi. Bu vaqtda konturda kondensatorning razryad toki vujudga kelib, buning natijasida g'altak atrofida magnit maydon hosil bo'ladi. Chorak tebranish davriga teng vaqtdan keyin kondensator to'la razryadlanadi va elektr maydon butunlay yo'qoladi (109-b rasm). bu vaqtda endi magnit maydon maksimal bo'ladi va natijada elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga aylanadi.

Keyingi momentlarda magnit maydon yo'qola boradi, chunki uni ushlab turuvchi tok kuchi yo'q. Bu yo'qolayotgan maydon o'zinduksiya ekstra toki hosil qiladi. U Lens qonuniga asosan kondensatorning razryad tokini oshirishga harakat qiladi, ya'ni u bilan bir xil yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun kondensator yana zaryadlana boshlaydi va uning qoplamlari orasidagi ilgariga qarama-qarshi ravishda yana elektr maydon hosil bo'ladi. Yarim tebranish davriga teng vaqt o'tgandan keyin magnit maydon butunlay yo'qoladi, elektr maydon esa maksimal qiymatga ega bo'ladi (109-v rasm). Demak, magnit maydon energiyasi yana qaytadan elektr maydon energiyasiga aylanadi. Bundan keyin yana kondensator razryadlana boshlaydi va konturda avvalgi hosil bo'lgan tokka (hozir yuqorida ko'rgan protsessda hosil bo'lgan tokka) qarama-qarshi tok hosil bo'ladi. $\frac{3}{4}T$ vaqtdan keyin kondensator yana butunlay zaryadsizlanib, elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga aylana boradi (109- g rasm) va hokazo. To'la T vaqtdan keyin esa konturning elektr holati eng dastlabki holatiga keladi. Agar konturning qarshiligi nolga teng bo'lsa, u holda elektr energiyaning davriy ravishda magnit maydon energiyasiga aylanib turishi va aksincha aylanish juda ham uzoq davom etishi mumkin va biz so'nmaydigan elektr tebranishga ega bo'lamiz.

Tashqi biror kuch ta'sirida hosil bo'ladigan va tebranish sistemasining o'zida rivojlanadigan mexanik tebranma harakat xususiy tebranma harakat deyiladi. Bunday harakat tebranish sistemasi muvozanatining har qanday buzilishida hosil bo'ladi. Xuddi shuningdek, konturning o'zidagi protsesslar ta'sirida bo'ladigan tebranishlar xususiy elektr tebranishlar deb ataladi.

Mexanik va elektr tebranishlarning o'xshashligidan foydalanib, elektr tebranishlar davrini aniqlasak bo'ladi. prujinaga osilgan jism tebranma harakatining tebranishlar davri

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (12-1)$$

Formula bilan hisoblanadi. Bunda m – jismning massasi, k – prujinaning elastiklik koeffitsiyenti.

Elektr tebranishlar hodisasida massa rolini L induktivlik bajaradi, elastiklikni esa C ga teskari kattalik, ya'ni $\frac{1}{C}$ bajaradi. Bularni (12-1) da almashtirib:

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (12-2)$$

ni topamiz. So'nmaydigan elektr tebranishlar chastotasi

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (12-3)$$

doiraviy chastota esa

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (12-4)$$

formulalar yordamida hisoblanishi mumkin. Bunda agar L genrilarda va C faradlarda o'lchansa, T sekundlarda kelib chiqadi.

(12-2) dan ko'rinadiki, L va C ortishi bilan T ortar ekan, L va C larni katta qilib tanlab olib, tebranishlarni juda sekin qilish mumkin va uni oddiy milliampermetrlarda kuzatish mumkin. Masalan, $L=100$ genri, $S=100$ mikrofarada $=10^{-4}$ farada bo'lsa:

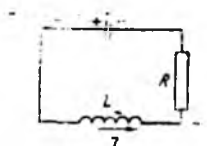
$$T = 2\pi\sqrt{100 \cdot 10} = 2\pi \cdot 0,1 = 0,6 \text{ s}$$

L va C larni o'zgartirib, buning natijasida T ning o'zgarishini yaqqol kuzatish mumkin.

2 §. XUSUSIY ELEKTR TEBRANISHLAR TENGLAMASI

Biror C kondensator, L induktivlik va R aktiv qarshilikdan iborat kontur tuzamiz. Bu konturda bo'ladigan protsesslar kvazistatsionar, ya'ni konturning istalgan nuqtasida tok kuchi I ning oniy qiymatlari bir xil bo'lsin. Agar: 1) kondensator qoplamalarining zaryadi rasmdagi singari bo'lsa, biz

kondensator zaryadi q ni musbat deb hisoblaymiz; 2) tok kuchi soat strelkasiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lsa, uni musbat deb hisoblaymiz (110-rasm).



110-rasm

Biz qarayotgan konturda ikkita potensial tushishi: RJ va U_c lar mavjud. Bundan tashqari o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi - $L \frac{dJ}{dt}$ ham bor. Shuning uchun

$$R \cdot J - U_c = -L \frac{dJ}{dt} \quad (12-5)$$

Kondensatorning kuchlanishi esa $U_c = \frac{q}{C}$ edi va $J = -\frac{dq}{dt}$ bunda (-) ishorasi tokning tanlangan musbat yo'nalishi kondensator zaryadining kamayishiga to'g'ri kelishini ko'rsatadi. Bularni (12-5) ga qo'ysak,

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + r \frac{dq}{dt} + \frac{q}{c} = 0 \quad (12-6)$$

tenglamaga ega bo'lamiz. Bu tenglamaning ikkala tomonini L ga bo'lib,

$$\frac{r}{2L} = \alpha \quad \text{va} \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2$$

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\alpha \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (12-7)$$

ni hosil qilamiz. Bu ikkinchi darajali chiziqli differensial tenglamadir. Tok kuchi J uchun ham, U kuchlanish uchun ham xuddi shunday tenglama hosil qilamiz. Shuni aytish kerakki, mana shunday chiziqli tenglama bilan ifodalanadigan tebranma harakat chiziqli tebranma harakat deb ataladi. Bu tenglamaga boshlang'ich shartlar qo'yib yechadigan bo'lsak, uning yechimi garmonik tebranma harakatni beradi:

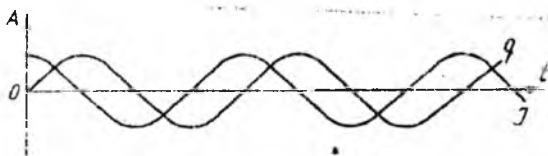
$$q = A \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (12-8)$$

bunda A va φ - amplituda va faza; ular turli qiymatlarga ega bo'lishi mumkin.

Shunday qilib, biz $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ chastotali garmonik tebranma harakatga ega bo'lamiz.

Boshlang'ich shartlarni hisobga olib,

$A \cos \varphi = q$ $A \omega_0 \sin \varphi = 0$ ni hosil qilamiz. Bularidan $\varphi = 0$, $A = q_0$ ekanligini topamiz va nihoyat $q = q_0 \cos \omega_0 t$ ga ega bo'lamiz. Buning grafik tasviri 111-rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi.



111-rasm

Oxirgi natijadan:

$$U_C = \frac{q}{C} = U_0 \cos \omega_0 t \quad (12-9)$$

Bunda $U_0 = \frac{q_0}{C}$ - kuchlanish amplitudasi bo'lib, u kondensatorning boshlang'ich kuchlanishiga teng. Konturdagi tok kuchi esa:

$$J = -\frac{dq}{dt} = q_0 \omega_0 \sin \omega_0 t = J_0 \sin \omega_0 t \quad (12-10)$$

bunda $J_0 \sin \omega_0 t$ - tokning amplitudasi.

Tok kuchi ham garmonik o'zgaradi. Lekin zaryad kosinuslar qonuni bo'yicha o'zgarsa, tok kuchi sinuslar qonuni bo'yicha o'zgaradi. Endi

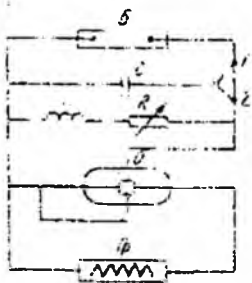
$\sin \omega_0 t = \cos(\omega_0 t - \frac{\pi}{2})$ bo'lganidan zaryad tebranishi va tok kuchi tebranishi

orasida $\frac{\pi}{2}$ fazalar farqi bor ekan, degan xulosaga kelamiz.

Kuchlanish tebranishlarining fazasi zaryad tebranishlari fazasi bilan aniqlanishidan esa tebranishlar konturidagi tok tebranishlari kuchlanish tebranishlaridan $\frac{\pi}{2} = 90^\circ$ orqada qoladi, degan natijaga kelimiz.

3 §. SO'NUVCHI ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

Sig'imi C , induktivligi L va aktiv qarshiligi R bo'lgan tebranish konturini ko'raylik. K kalit 1 holatda turganda (112-rasm), kondensator B batareya orqali zaryadlanadi. K kalit 2 holatga qo'yilganida, tebranish konturi ulanadi va unda zaryadlarning tebranma harakati hosil bo'ladi. Kondensator qoplamalari orasidagi kuchlanish O ostillografning ikkita qarama-qarshi plastinkalariga beriladi.



112-rasm

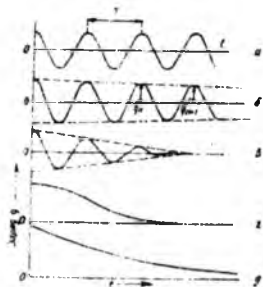
Ikkinchi qarama-qarshi plastinkalariga GR generator yordamida arrasimon kuchlanish beriladi, u holda ostillograf ekranida kuchlanishning vaqtga bog'lanish grafigini ko'rish mumkin bo'ladi, ya'ni

$$U(t) = \frac{q(t)}{C}$$

ekanligidan, grafik zaryadning vaqtga bog'lanishini ham ko'rsatadi.

Agar konturning qarshiligi nolga teng bo'lganda edi, so'nmas elektr tebranishga ega bo'lgan bo'lar edik. U holda kondensator zaryadining vaqt

o'tishi bilan o'zgarishi 113- rasmdagidek bo'lar edi. Bu sinusoida chizig'idir. Demak, bu holda konturdagi tebranishlar garmonik tebranishlardan iborat bo'lar edi.



113-rasm

Lekin kontur qarshiligi hech qachon nolga teng bo'la olmaydi, shuning uchun konturda avval yig'ilgan energiya Joule-Lens issiqligi ajralib chiqishiga uzluksiz sarf bo'ladi, Buning natijasida elektr tebranishlar intensivligi kamayib borib, oxiri tebranish to'xtaydi. Shuning uchun ossillograf ekranida biz b) egri chiziqni ko'ramiz (so'nuvchi tebranma harakat). Agar qarshilikni orttirsak, tebranma harakatning so'nishi kuchayadi (b egri chiziq).

Ta'rifga ko'ra, davriy tebranish deb shunday protsesslarga aytiladiki, ularda o'zgaruvchi fizik kattaliklar (masalan, zaryad q) ma'lum bir vaqt (tebranish davri T) oraliqlarida bir xil qiymatga ega bo'lib turadilar:

$$q(t+T) = q(t) \quad (12-11)$$

Masalan, grafikda tasvirlangan protsess davriy protsess bo'lib, aniq davr T ga ega.

So'nuvchi tebranishlar esa chekli tebranish davriga ega emas ($T = \infty$), shuning uchun u davriy protsess hisoblanmaydi. Shuningdek, agar so'nish kichik bo'lsa, u holda v) va b) grafiklarning kichik bo'laklarini sinusoidaning bo'lagi deb qarash mumkin va so'nuvchi tebranishlarni sekin-asta amplitudasi kamayib boradigan garmonik tebranma harakat deb aytish mumkin bo'ladi. So'nishni harakterlash uchun ikkita ketma-ket amplitudalar q_n va q_{n+1} ning

nisbati o'zgarmas bo'lishidan foydalaniladi (125-rasm b). Bu nisbatning natural logarifmi tebranishlar so'nishining o'lchovi sifatida qoraladi va so'nishning logarifmik dekrementi deb ataladi:

$$\delta = \ell_n \frac{q_n}{q_{n+1}} \quad (12-12)$$

Agar biz konturning qarshiligini sekin-asta orttira borsak, u holda tebranishning so'nishi kuchayadi va logarifmik dekrement ortadi. Qarshilik orta borib, ko'rilayotgan kontur uchun ma'lum bir R_{kp} qiymatdan (R_{kp} - konturning kritik qarshiligi) ortib ketsa, u holda tebranish umuman hosil bo'lmaydi. Bu holda kondensator qoplamalaridagi zaryadning vaqt davomidagi o'zgarishi grafikda g) chizma kabi tasvirlanadi. Bu grafikdan ko'rinib turibdiki, kondensatorning zaryadi avval asta-sekin, keyin esa keskin nolgacha kamayadi. Demak, elektr tebranishlar sodir bo'lishi uchun konturning qarshiligi R kritik qarshilik R_{kp} dan kichik bo'lishi kerak. So'nuvchi tebranma harakat ikkinchi paragrafdagi (12-7) singari bo'ladi;

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\alpha \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (12-13)$$

Bu tenglamaning yechimi koeffitsiyentlar nisbatiga bog'liq bo'ladi. Agar

$$\omega_0^2 > \alpha^2$$

bo'lsa,

$$q = A e^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (12-14)$$

bo'ladi, A va φ lar doimiy kattaliklardir va

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$$

bu (12-14) yechim so'nuvchi tebranish (b) va (v) lar ning analitik ifodasidir.

Mustahkamlash savollari

1. Elektr tebranishlar nima? Qanday tebranishlar xususiy elektr tebranishlar deb ataladi?
2. Xususiy elektr tebranishlar davrini yozib bering.
3. Xususiy elektr tebranishlar tenglamasini yozib bering.
4. So'nuvchi tebranma harakat deganda qanday tebranma harakatni tushunasiz? Bu tebranma harakat chastotasini yozib bering.

XIII BOB

O'ZGARUVCHAN TOK

1 §. KVAZISTATSIONAR TOKLAR

Om qonuni va Kirxgof qonunlari o'zgarmas tok uchun keltirib chiqarilgan edi. Lekin ular o'zgaruvchan tokning oniy qiyamatlari uchun ham to'g'ri bo'lib qolaveradi. Agar tok juda sekin o'zgarsa, ma'lumki magnit maydon juda tez – yorug'lik tezligiga teng tezlik bilan tarqaladi. Shuning uchun $\tau = \frac{\ell}{C}$ vaqt ichida tok juda kam o'zgaradi. Bu yerda ℓ zanjir qismining uzunligi va C – yorug'lik tezligi bo'lganidan τ hamisha juda kichik bo'ladi. Mana shuning uchun zanjirning hamma qismidagi tok kuchining oniy qiymatlari deyarli bir xil bo'ladi. Bu shartni qanoatlantiruvchi toklar kvazistatsionar toklar deb ataladi. Davriy ravishda o'zgaradigan tok uchun kvazistatsionarlik sharti quyidagicha yoziladi:

$$\tau = \frac{\ell}{c} \ll T \quad (13-1)$$

bunda T – o'zgarish davri. Zanjirning kattaligi 3 m bo'lsa, $\tau = 10^{-8} s$. Shunday qilib, $T = 10^{-6} s$ (10^6 gs) gacha bunday zanjirdagi toklarni kvazistatsionar deb hisoblash bo'ladi. tokning ishlab chiqarishdagi chastotasi ($\nu = 50$ gs) uzunligi- 100 km gacha bo'lgan zanjir uchun kvazistatsionar bo'lib hisoblanadi.

Kvazistatsionar toklarning oniy qiymatlari uchun Om qonuni to'g'ri bo'ladi. Shuningdek, Kirxgoff qonuni ham to'g'ri bo'ladi. R qarshilikning uchlariga (bu qarshilik induktivlik va sig'imga ega bo'lmagan aktiv qarshilikdir.

$$U = U_m \cos \omega t \quad (13-2)$$

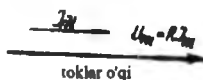
qonun bo'yicha o'zgaruvchi kuchlanish qo'yilgan bo'lsin. bunda U_m - kuchlanishning amplituda qiymati. Kvazistatsionarlik shartibajarilganda zanjirdagi tok Om qonuniga asosan aniqlanadi:

$$J = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = J_m \cos \omega t \quad (13-3)$$

Shunday qilib, kuchlanish bilan tok kuchining amplituda qiymatlari orasida quyidagi bog'lanish bor ekan:

$$J_m = \frac{U_m}{R}$$

O'zgaruvchan tok va o'zgaruvchan kuchlanishlar orasidagi bog'lanish ularni vektorlar orqali tasvirlaganda yaqqol ko'rinadi. Buning uchun ixtiyoriy yo'nalish olamiz va uni toklar o'qi deb ataymiz (114-rasm).



114-rasm

Mana shu yo'nalish bo'yicha tok vektorini (J_m uzunlikdagi) qo'yamiz. Tok bilan kuchlanish bir xil fazada o'zgarganligi uchun kuchlanish vektori ham tok bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Uning uzunligi $R \cdot J_m$ ga teng. Kuchlanish va tok vektorlarining majmui ko'rilyotgan zanjirning vektor diagrammasini hosil qiladi.

2 §. INDUKTIVLIK DAN O'TAYOTGAN O'ZGARUVCHAN TOK

L induktivlikning uchlariga o'zgaruvchan kuchlanish beramiz (115-a rasm). Uning qarshiligi va sig'imi juda yo'q darajada kichik u holda g'altakdan o'zgaruvchan tok o'ta boshlaydi va o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi hosil bo'ladi:

$$\mathcal{E}_{o'z} = -L \frac{dJ}{dt} \quad (13-4)$$

L koeffitsiyent tok kuchi J ga bog'liq emas deb faraz qilamiz. Om qonuni quyidagi ko'rinishga keladi:

$$U_m \cos \omega t - L \frac{dJ}{dt} = 0 \quad (13-5)$$

chunki: $JR = U + \mathcal{E}$

Bizda $R = 0$

$$U = U_m \cos \omega t \quad (13-6)$$

va $\mathcal{E}$ elektr yurituvchi kuch (13-4) ga teng, (13-5) dan:

$$L \frac{dJ}{dt} = U_m \cos \omega t \quad (13-7)$$

Biz ko'rayotgan misolda butun tashqi kuchlanish induktivlikka qo'yilgan, Demak:

$$U_L = L \frac{dJ}{dt}$$

ya'ni $L \frac{dJ}{dt}$ kattalik induktivlikka to'g'ri kelayotgan kuchlanish tushishidir.

(13-7) ni quyidagi ko'rinishda yozib olamiz:

$$dJ = \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt \quad (13-8)$$

Integrallab,

$$J = \frac{U_m}{L} \sin \omega t + const \quad (13-9)$$

ga ega bo'lamiz. Tokning o'zgarmas tashkil etuvchisi yo'q. Shuning uchun

$const = 0$ va

$$J = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t = J_m \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) \quad (13-10)$$

Bunda:

$$J_m = \frac{U_m}{\omega L} \quad (13-11)$$

Oldingi paragrafda $J_m = \frac{U_m}{R}$ edi.

Shuning uchun $X_L = \omega L$ deb yoza olamiz. Bunda X_L qarshilik rolini o'ynaydi va induktiv reaktiv qarshilik deb ataladi yoki induktiv qarshilik deb ataladi.

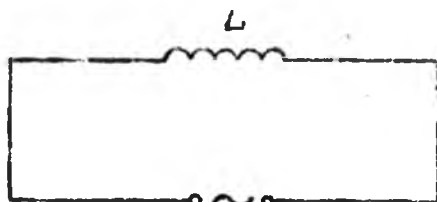
Agar L genrilarda ω S^{-1} larda o'lchansa, X_L omlarda kelib chiqadi.

(*) formuladan ko'rinib turibdiki, induktiv qarshilik chastota ortishi bilan ortar ekan. O'zgarmas tok uchun ($\omega = 0$) induktivlik qarshilik ko'rsatmaydi. (13-6)

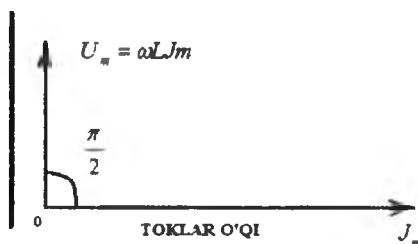
dagi U_m ni (13-11) dan $\omega L J_m$ bilan almashtirib, induktivlikdagi kuchlanish tushishi uchun

$$U_L = \omega L J_m \cos \omega t \quad (13-12)$$

ni hosil qilamiz. Bu formula bilan (13-9) ni taqqoslab, Induktivlikdagi potensial tushishi undan o'tayotgan tokdan faza jihatidan $\frac{\pi}{2}$ ga o'zib ketar ekan, degan xulosaga kelamiz. Buning vektor diagrammasi 115-b rasmda ko'rsatilgan.



115-a rasm



115-b rasm

3 §. SIG'IMDAN O'TAYOTGAN O'ZGARUVCHAN TOK

$U = U_m \cos \omega t$ kuchlanish sig'lmiga berilayotgan bo'lsin (116-a rasm). Zanjirning induktiv qarshiligini va ulovchi simlarning qarshiligi yo'q deb

hisoblaymiz. Sig'lm uzluksiz ravishda zaryadlanib va zaryadsizlanib, zanjirda o'zgaruvchan tok hosil bo'ladi. Ulovchi simlarning yo'q darajada kichik bo'lganligi uchun kondensatordagi $U_c = \frac{q}{C}$ kuchlanish tashqi kuchlanishga teng deb hisoblasa bo'ladi:

$$U_c = \frac{q}{C} = U_m \cos \omega t \quad (13-13)$$

bundan $q = CU_m \cos \omega t$, i bo'yicha hosila olsak,

$$J = -\omega C U_m \sin \omega t = J_m \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) \quad (13-14)$$

$$J_m = \omega C U_m = \frac{U_m}{(\frac{1}{\omega C})}$$

bu yerda $X_c = \frac{1}{\omega C}$ kattalik reaktiv sig'lm qarshilik yoki sig'lm qarshilik deb ataladi. Agar C ni faradada, ω ni $\frac{rad}{s}$ larda olsak, X_c omlarda kelib chiqadi.

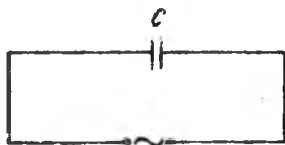
O'zgarmas tok uchun $\omega = 0$ va $X_c = \infty$ bo'lib qoladi, bu tok kondensatordan oqib o'ta olmaydi. O'zgaruvchan tokda $\omega \neq 0$ bo'lib, u kondensator orqali o'ta oladi va tokning chastotasi hamda kondensatorning sig'imi qanchalik katta bo'lsa, unga ko'rsatiladigan qarshilik shunchalik kichik bo'ladi. (13-13) dagi

U_m ni $J_m \frac{1}{\omega C}$ orqali almashtirib,

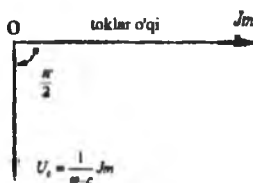
$$U_c = \frac{1}{\omega C} \cdot J_m \cos \omega t \quad (13-15)$$

ga ega bo'lamiz. (13-14) bilan (13-15) ni solishtirib, sig'imdagi kuchlanish tushishi undan o'tadigan tokdan faza jihatidan $\frac{\pi}{2}$ ga orqada qolishini

ko'ramiz. Bu hol uchun chizilgan vektor diagramma 116-b rasmdagi ko'rinishga ega bo'ladi.



116-a rasm

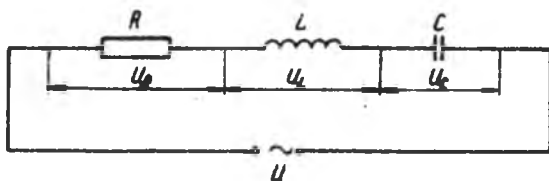


116-b rasm

Bu fazalar farqiga sabab shundaki, tok bir tomonga oqayotgan paytda zaryad o'sa boradi. Tok kuchi o'zining maksimal qiymatiga erishgandan keyin kamaya boradi, zaryad esa (demak U_c ham) o'sishini davom ettiradi va tok kuchi nolga teng bo'lganida u maksimal qiymatga erishadi. Shundan keyin tok o'z yo'nalishini o'zgartiradi va kondensator qoplamalaridagi zaryad kamaya boshlaydi.

4 §. INDUKTIVLIK, QARSHILIK VA SIG'IMGA EGA BO'LGAN O'ZGARUVCHAN TOK ZANJIRI

Endi biz R aktiv qarshilik, L Induktivlik va C sig'implardan iborat zanjirni ko'raylik (117- rasm). Ularning uchlariga ω chastotali kuchlanish beramiz. Zanjirda xuddi shu chastotadagi o'zgaruvchan tok hosil bo'ladi.



117-rasm

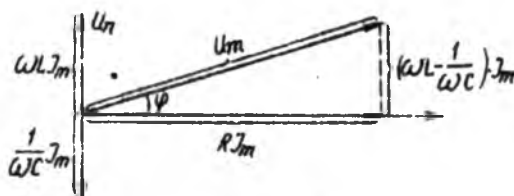
Bu tokning amplitudasi J_m bo'lib, fazasi zanjirning R, L va S parametrlari orqali aniqlanadi, Bu tok aktiv qarshilikda U_R ga teng kuchlanish tushishi

hosil qiladi, bu kuchlanishning amplitudasi RJ_m ga teng, fazasi esa tok fazasi bilan ustma-ust tushadi. Shuning uchun vektor diagrammada U_R ni tasvirlovchi vektorni toklar bilan ustma-ust tushirish kerak (118- rasm).

Induktivlikdagi U_L kuchlanish tushishi ($\omega L J_m$ amplitudali) tok kuchidan faza jihatidan $\frac{\pi}{2}$ ga oldinda bo'ladi.

Shuning uchun vektor diagrammada U_L ni tasvirlovchi vektor toklar o'qiga nisbatan soat strelkasiga qarshi $\frac{\pi}{2}$ ga burilishi kerak va nihoyat, C sig'imdagi

U_C kuchlanish tushishi ($\frac{1}{\omega C}$ amplitudali) faza jihatidan tok kuchidan $\frac{\pi}{2}$ ga orqada qoladi. Shu sababli U_C ni tasvirlovchi vektor toklar o'qiga nisbatan soat strelkasi bo'yicha $\frac{\pi}{2}$ ga burilgan bo'lishi kerak.



118-rasm

$U_R U_C$ va U_L kuchlanish tushishlari yig'indisi zanjirda berilgan U kuchlanishga teng bo'lishi kerak. Shuning uchun U_R U_L va U_C larni tasvirlovchi vektorlarni qo'shib, U ni tasvirlovchi vektorni topamiz (uning uzunligi U_m ga teng). Bu vektor toklar o'qi bilan φ burchak hosil qiladi. Uning tangensi 118-rasmga asosan.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{(\omega L - \frac{1}{\omega C})}{R} \quad (13-16)$$

bo'ladi. Rasmdagi to'g'ri burchakli uchburchakdan:

$$U_m^2 = (RJ_m)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)J_m\right]^2$$

$$U_m^2 = R^2 J_m^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 J_m^2$$

Bundan:

$$J_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (13-17)$$

Shunday qilib, zanjir uchlaridagi kuchlanish $U = U_m \cos \omega t$ qonun bo'yicha o'zgarsa zanjirdan $J = J_m \cos(\omega t - \varphi)$ tok oqadi, bunda φ (13-16) asosida, J_m (13-17) ga asosan topiladi.

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R^2 (X_L - X_C)^2} \quad (13-18)$$

kattalik zanjirning to'la qarshiligi deb ataladi.

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad (13-19)$$

kattalik esa reaktiv qarshilik deb ataladi. Shunday qilib,

$$Z = \sqrt{R^2 + x^2} \text{ bo'ladi.}$$

Mustahkamlash savollari

1. O'zgaruvchan tok deb nimaga aytiladi?
2. O'zgaruvchan tok uchun Ohm qonunining ko'rinishi qanday?
3. Qanday toklarni kvazistatsionar toklar deb tushunasiz?
4. Kuchlanish va toklarni vektorlar orqali tasvirlang.
5. Zanjirning vektor diagrammasi deganda nimani tushunasiz?
6. Aktiv qarshilikli, induktiv qarshilikli va sig'im qarshilikli zanjirlarning vektor diagrammalarini chizib ko'rsating.

XIV BOB
ELEKTRODINAMIKA ASOSLARI
1 §. TO'LA TOK QONUNI

Maydon kuchlarining yopiq kontur bo'yicha birlik zaryadni ko'chirishida bajargan ishi maydon kuchlanganligi sirkulyatsiyasi deb ataladi, ya'ni:

$$\oint_L E d\vec{\ell} \cos(\vec{E}, d\vec{\ell}) = \oint_L (\vec{E}, d\vec{\ell})$$

Sirkulyatsiyasi nolga teng maydon potensial maydon deb atalar edi.

Endi magnit maydon kuchlanganligi sirkulyatsiyasini hisoblaylik. Buning uchun cheksiz uzun to'g'ri chiziqli o'tkazgich olamiz. Undan J tok oqib o'tayotgan bo'lsin. Ma'lumki, to'g'ri chiziqli tokli o'tkazgichning magnit maydon kuch chiziqlari o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan, markazi o'tkazgichda bo'lgan konsentrik aylanalardan iborat bo'ladi (119-rasm).



119-rasm

Mana shu maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ ning radiusi r bo'lgan ixtiyoriy L kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi

$$\oint_L (\vec{H}, d\vec{\ell}) = \oint_L H d\ell \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) \quad (14-1)$$

bo'ladi. L konturning ya'ni r radiusli aylananing hamma nuqtalarida:

$$H = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{2J}{r} \quad (14-2)$$

(chunki o'tkazgich to'g'ri chiziqli va cheksiz uzun).

Bundan tashqari, ta'rifga ko'ra $\vec{H}$ aylanaga urinma bo'yicha yo'nalganligidan

$$\cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = 1 \quad (14-3)$$

ga ega bo'lamiz. (14-2) va (14-3) larni (14-1) ga olib borib qo'yamiz, u holda:

$$\oint H d\ell \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = \int_0^{2\pi} \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{2J}{r} d\ell = J$$

bo'ladi. Demak,

$$\oint H d\ell \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = J \quad (14-4)$$

Bundan shunday xulosaga kelish mumkin:

1. To'g'ri chiziqli o'tkazgichning magnit maydoni potentsial maydon emas, chunki magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ ning yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng emas.

2. To'g'ri chiziqli tokning magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ ning istalgan kuch chizig'i bo'yicha sirkulyatsiyasi bir xil bo'lib, tok kuchiga teng.

(14-4) formula tokli to'g'ri o'tkazgichni o'rab turuvchi istalgan shakldagi L kontur uchun ham o'rinlidir. Haqiqatdan ham, masalan, L kontur 120-rasmdagi shaklda bo'lsa, uning A nuqtasida $\vec{H}$ kuchlanganlik $\vec{r}$ ga perpendikulyar yo'nalgan va

$$H d\ell \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = H d\ell_1, \quad (14-5)$$

bunda $d\ell_1 = d\ell \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{\ell})$ bo'lib, $d\ell$ ning $\vec{H}$ ga bo'lgan proyeksiyasidir. Shuningdek, $d\ell_1$ juda kichik bo'lgani uchun uni r radiusli aylananing yoyi deb qarasa bo'ladi, u holda 120-rasmdan: $d\ell = r d\varphi$. Bunda $d\varphi$ markaziy burchak. (14-5) dan

$$H d\ell \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{2J}{r} \cdot r d\varphi = \frac{J}{2\pi} d\varphi \quad (14-6)$$

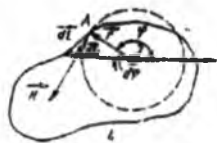
Buni L kontur bo'yicha integrallaganimizda, φ burchak 0 dan 2π gacha o'zgaradi:

$$\oint_L H d\vec{\ell} \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = \int_0^{2\pi} \frac{J}{2\pi} d\varphi = J$$

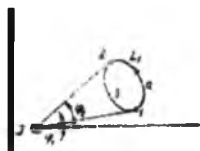
yoki

$$\oint_L H d\vec{\ell} \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = J$$

Demak, tokli o'tkazgichni o'z ichiga olgan istalgan shakldagi kontur uchun (14-4) formula o'rinli ekan. Shunday qilib, cheksiz uzun to'g'ri chiziqli o'tkazgichning magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ ning tokli o'tkazgichni o'z ichiga olgan yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi konturning shakliga bog'liq bo'lmasdan, son qiymat jihatidan o'tkazgichdan oqib o'tayotgan tok kuchiga teng bo'lar ekan.



119-rasm



120-rasm

Agar L kontur o'tkazgichni o'z ichiga olmasa (121- rasm), u holda

$$\oint_L H d\vec{\ell} \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = \int_1^2 H d\vec{\ell} \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) + \int_2^1 H d\vec{\ell} \cos(\vec{H}, d\vec{\ell})$$

bunda birinchi integral 1a2 bo'yicha, ikkinchi integral esa 2b1 bo'yicha olingan. Biz integral ostidagi ifodalarni (18-6) bilan almashtiramiz, u holda

$$\oint_L H d\vec{\ell} \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{\ell}) = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{J}{2\pi} d\varphi + \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} \frac{J}{2\pi} d\varphi = 0$$

Bo'ladi. Demak, magnit maydon kuchlanganlik vektorining o'tkazgichni o'z ichiga olmagan yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi 0 ga teng ekan.

Ba'zan magnit maydon bir necha tokli o'tkazgichlar bilan hosil qilinadi. Ulardan J_1, J_2, J_3 va hokazo toklar oqib o'tayotgan bo'lsin. Biz bu o'tkazgichlarning har biri hosil qilayotgan magnit maydonni

$\vec{H}_1, \vec{H}_2, \vec{H}_3$ va hokazo bilan belgilaymiz. U holda umumiy maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ superpozitsiya qonuniga asosan

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 + \vec{H}_3 + \dots + \vec{H}_n = \sum_{i=1}^n \vec{H}_i$$

bo'ladi, bunda n -tokli o'tkazgichlarning umumiy soni.

Endi biz $\vec{H}$ ning ixtiyoriy yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasini yozadigan bo'lsak:

$$\oint_L H d\vec{\ell} \cdot \cos(\vec{H}, \hat{d}\vec{\ell}) = \oint_L \sum_{i=1}^n H_i \cos(\vec{H}, \hat{d}\vec{\ell})$$

Natijalovchi $\vec{H}$ ning qandaydir $d\vec{\ell}$ yo'nalishga bo'lgan proyeksiyasi har bir tashkil etuvchi $\vec{H}_i$ larning mana shu yo'nalishiga proyeksiyalarining yig'indisiga teng bo'lganidan,

$$H \cos(\vec{H}, \hat{d}\vec{\ell}) = \sum_{i=1}^n H_i \cos(\vec{H}, \hat{d}\vec{\ell})$$

Ma'lumki, yig'indinlig integrall integrallar yig'indisiga teng. Shuning uchun:

$$\oint_L H d\vec{\ell} \cdot \cos(\vec{H}, \hat{d}\vec{\ell}) = \oint_L \sum_{i=1}^n H_i d\vec{\ell} \cos(\vec{H}, \hat{d}\vec{\ell})$$

Bu yig'indi ostidagi har bir integral yoki J_i ga, yoki nolga teng, ya'ni:

$$\oint_L H_i d\vec{\ell} \cdot \cos(\vec{H}, \hat{d}\vec{\ell}) = \begin{cases} J_i & \text{agar } L \text{ kontur tokni o'z ichiga olsa,} \\ 0 & \text{— agar } L \text{ kontur tokni o'z ichiga olmasa.} \end{cases}$$

Demak,

$$\oint_L H d\vec{\ell} \cdot \cos(\vec{H}, \hat{d}\vec{\ell}) = \sum_{k=1}^n J_k \quad (14-7)$$

bunda n — L konturning ichida joylashgan o'tkazgichlarning soni ($n \leq n$)

bunda i ni k bilan almashtirdik, chunki k faqat L kontur o'z ichiga olgan o'tkazgichlarning soninigina ko'rsatadi. Mana shu (14-7) formula to'la tok qonunining matematik ifodasidir: O'zgarmas elektr toki magnit maydoni kuchlanganlik vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi mana shu kontur o'z ichiga olgan toklarning algebraik yig'indisiga teng.

2 §. MAKSVELLNING BIRINCHI TENGLAMASI

Agar biz o'zgaruvchan magnit maydonga barorta qo'zg'almas o'tkazgich joylashtirgan bo'lsak (masalan, sterjen) u holda bu sterjenda hosil bo'ladigan induksion elektr yurituvchi kuchni qanday tushuntirish mumkin? Buni tushuntirish uchun o'zgaruvchan magnit maydon o'tkazgichda elektr yurituvchi kuch hosil qiluvchi elektr maydonni vujudga keltiradi, deb hisoblashimiz kerak bo'ladi. Endi biz buni berk o'tkazgich uchun yozadigan bo'lsak:

$$\oint_L (\mathbf{E}, d\mathbf{l}) = - \frac{d\Phi_m}{dt} \quad (14-8)$$

Shunday qilib, o'zgaruvchan magnit maydon vujudga keltiradigan elektr maydon uyurmaviy bo'lib, uning maydon kuchlanganligi vektorining berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi noldan farqli bo'lar ekan. (14-8) ifoda tajribalardan aniqlangan bo'lib, magnit maydon bilan elektr maydon orasidagi bog'lanishni ifodalaydi va o'zgaruvchan magnit maydonning o'tkazuvchan berk konturda uyurmaviy elektr maydon hosil qilishini bildiradi.

Maksvell bu qoidani umumlashtiradi, u (14-8) munosabat o'zgaruvchan magnit maydondagi o'tkazgich uchungina emas, balki shu maydonda olingan ixtiyoriy berk kontur uchun mos keladi, deb ko'rsatadi. Boshqacha qilib aytganda, u o'zgaruvchan magnit maydon fazaning istalgan nuqtasida, bu nuqtada o'tkazgich bor yoki yo'qligidan qat'iy nazar, uyurmaviy elektr maydon hosil qiladi, deb ko'rsatiladi. Mana shu umumlashtirilgan (14-8) ifoda

Maksvell birinchi tenglamasining integral shaklidir. Bu tenglama elektr maydon kuchlanganlik vektorining istalgan ixtiyoriy berk L kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi, shu kontur bilan chegaralangan sirtidan o'tayotgan magnit oqimi o'zgarish tezligining teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng ekanini bildiradi.

Agar mana shu elektr maydon kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasi hisoblanayotgan L konturda elektromagnit induksion elektr yurituvchi kuchdan tashqari yana boshqa $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3, \dots, \mathcal{E}_n$ elektr yurituvchi kuchlar bo'lsa, u holda umumiy elektr yurituvchi kuch

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_i + \sum_{k=1}^n \mathcal{E}_k$$

bo'ladi va Maksvellning birinchi tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

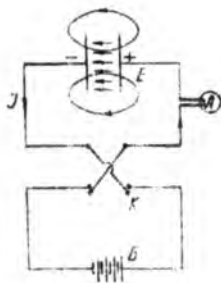
$$\oint_L (\mathbf{E}, d\mathbf{l}) = -\frac{dF_m}{dt} + \sum_{k=1}^n \mathcal{E}_k \quad (14-9)$$

3 §. SILJISH TOKI. MAKSVELLNING IKKINCHI TENGLAMASI

Biz ko'rdikki. magnit maydonning har qanday o'zgarishi uyurmaviy elektr maydon hosil qilar ekan. Har xil elektromagnit protsesslarni o'rganib, Maksvell elektr maydonning har qanday o'zgarishi uyurmaviy magnit maydonni vujudga keltiradi, degan xulosaga keladi.

Magnit maydon har qanday tokning asosiy shartli belgisa bo'lgani uchun Maksvell o'zgaruvchan elektr maydonni, zaradlangan zarralarning harakatidan iborat tokdan farqli ravishda, siljish toki deb atadi. Siljish tokini quyidagi tajriba asosida tushuntirsa bo'ladi. C kondensator, B batareya va K kalitlardan iborat zanjir tuzamiz (121- rasm).

Konturdagi tokni bo'lish uchun unga L lampochka ham ulaymiz. Biz bunda kondensator bilan uzilgan konturga ega bo'lamiz.



121-rasm

Ma'lumki, bunday konturdan tok o'tmaydi. Agar biz batareyaga uzluksiz ulab qo'ysak, hech qanday tok hosil bo'lmaydi va lampochka yonmaydi.

Kalitni ham uzib, dam ulaganimizda esa butunlay boshqacha hodisa kuzatiladi. Birinchi ulash momentida kondensator zaryadlanib boshlaydi va metall o'tkazgichlarda qisqa tok hosil bo'ladi. Endi, agar biz kondensator zaryadlanib bo'lganida keyin kalitni uzsak, u holda kondensator razryadlanib boshlaydi va o'tkazgichda yana qisqa tok hosil bo'ladi, lekin bu avvalgiga qarama-qarshi yunalishda bo'ladi. Kalitni har bir ulaganda va uzganda lampochka yaraqlab ketadi.

Endi agar biz o'tkazgichlar o'xirini kalitga emas, balki o'zgaruvchan tokka ulab qo'ysak, u holda lampochka doimo yonib turadi, ya'ni zanjirda o'zgaruvchan tok hosil bo'ladi. Bunda kondensatorning ketma-ket zaryadlanib, zaryadsizlanib zanjirda tok hosil bo'lishi kuzatiladi va lampochka yonib turaveradi. Demak, o'zgaruvchan tokdan farqli ravishda o'zgaruvchan tok uzilgan konturda ham hosil bo'la olar ekan. Bunda hamma vaqt uzilgan konturda o'zgaruvchan tok bo'lganda kondensator qoplamalari orasida o'zgaruvchan elektr maydon yoki siljish toki hosil bo'ladi. Binobarini, metall o'tkazgichlardagi toklar dielektriklardagi siljish toklari bilan qo'shilar ekan.

Maksvellning ko'rsatishicha, kondensatorning elektr maydoni har doim magnit maydonni vujudga keltirar ekan. Bu maydon o'tkazgichdagi tok vujudga keltirgan magnit maydon bilan bir xil bo'lar ekan. Boshqacha qilib

aytganda, uzilgan (ochiq) konturning hosil qilgan magnit maydoni kontur uzilmagan vaqtdagi j tok hosil qilgan maydon bilan aynan bir xildir. Bu esa, bizga o'zgaruvchan elektr maydon bilan u hosil qilayotgan magnit maydon orasidagi bog'lanishni aniqlashga imkon beradi.

Haqiqatdan ham, agar kondensator qoplamalari orasidagi elektrostatik induksiya vektori $\vec{D}$ bo'lsa, u holda uning qoplamalaridagi zaryadning sirt zichligi

$$\sigma = D$$

bo'ladi. Shuning uchun kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori

$$q = SD$$

ga teng bo'ladi, bunda S -qoplamalarning yuzi.

Agar dt vaqtda zaryad miqdori dq ga o'zgarsa, u holda ulovchi simlardagi tok kuchi

$$j = \frac{dq}{dt} = S \frac{dD}{dt}$$

bo'ladi, ya'ni u induksining o'zgarish tezligiga bog'liq. Demak, kondensatorning o'zgaruvchan elektr maydoni vujudga keltiradigan magnit maydon xuddi $S \frac{dD}{dt}$ tok kuchi hosil qiladigan magnit maydon kabi bo'ladi.

Agar bu tok kuchi zichligini yozadigan bo'lsak, u holda

$$\vec{j}_c = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (14-10)$$

bo'ladi. Bu ifodadagi j_c kattalik siljish toki zichligi deyiladi. Maksvellning ikkinchi qonuniga ko'ra, o'zgaruvchan elektr maydon $\vec{D}$ zichligi j_c ga teng bo'lgan tok kuchi hosil qiladigan magnit maydonga o'xshash magnit maydonni vujudga keltiradi.

Umuman elektr maydon bir jinsli bo'lmasligi mumkin va u vaqtgagina bog'liq bo'lib qolmasdan, balki koordinatalar ham bog'liq bo'ladi. U holda siljish tokining zichligi:

$$\vec{j}_c = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (14-11)$$

bo'ladi. Bu xususiy hosila, siljish toki zichligini magnit maydon induktsiyasining vaqt bo'yicha o'zgarishiga oshkor bog'liqligini ko'rsatadi.

Shunday qilib, agar biror o'tkazgichdan o'zgaruvchan tok o'tayotgan bo'lsa, u holda uning ichida o'zgaruvchan elektr maydon bo'ladi. Shuning uchun o'tkazgich ichida ham asosiy tok va siljish toki bo'lib, magnit maydon ularning yig'indisi, ya'ni to'la tok bilan aniqlanadi. To'la tok zichligi

$$\vec{j}_{to'la} = \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (14-12)$$

kabi hisoblanadi. Yuqorida aytilgan siljish toki hosil qiladigan magnit maydonni tenglama shakilda yozsa bo'ladi. Buning uchun biz o'zgaruvchan tok oqib o'tayotgan o'tkazgichni ko'ramiz. Uning ichidan ℓ kontur bilan chegaralangan S sirtini ajratib olamiz. Mana shu kontur uchun to'la tok qonunini yozamiz:

$$\oint_{\ell} H_S dS = J_{to'la}$$

Ma'lumki, to'la tok qonunga ko'ra, yopiq kontur bo'yicha olingan magnit maydon kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasi mana shu kontur ichiga olgan toklar yig'indisiga teng edi. Mana shu qonunga asoslanib, biz yuqoridagini yozdik. Bunda $J_{to'la} - S$ orqali o'tayotgan to'la tok. Endi J to'la tokni aniqlaylik:

$$J_{to'la} = \int_S j_{to'la} dS = \int_S j dS + \int_S \frac{dD}{dt} dS \quad (14-13)$$

bu yerda 2-Ostrogradskiy - Gauss teoremasiga asosan, induksiya oqimining o'zgarish tezligini beradi. Ma'lumki,

$$D = \epsilon \epsilon_0 E$$

bo'lib, Ostrogradskiy-Gaycc teoremasi esa

$$N = \int_S E dS = 4\pi q$$

edi. Demak,

$$\int_S \frac{dD}{dt} dS = \frac{d}{dt} \int_S D dS = \frac{dN}{dt} \quad (14-14)$$

Shuning uchun $J_{to,da} = J + \frac{dN}{dt}$ va

$$\oint H dS = J + \frac{dN}{dt} \quad (14-15)$$

Bu Maksvell nazariyasining ikkinchi tenglamasi bo'lib, Maksvellning siljish toki magnit maydoni haqidagi fikrini matematik ravishda ifodalaydi.

Endi Maksvellning uchinchi tenglamasiga kelsak, bu tenglama zaryadni o'z ichiga olgan ixtiyoriy S sirtidan oqib o'tayotgan elektr induksiyasi uchun yozilgan Ostrogradskiy – Gauss nazariyasini ifodalaydi:

$$\oint_S D ndS = q$$

Bu formula fazoda ixtiyoriy ravishda joylashgan zaryadlar sistemasining hosil qiladigan elektr maydonini hisolashga imkon beradi.

Buni biz elektrostatikada ko'rgan edik.

Maksvellning to'rtinchi tenglamasi ixtiyoriy yopiq S sirtidan o'tayotgan magnit oqimi uchun Ostrogradskiy – Gauss nazariyasini ifodalaydi:

$$\oint_S B ndS = 0$$

Mana shu tenglamalarda ishtirok etuvchi kattaliklar o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \mu_0 \vec{H} \\ \vec{j} &= \chi \vec{E} \end{aligned} \quad (14-16)$$

Mustahkamlash savollari

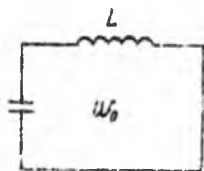
1. Maksvellning birinchi tenglamasini yozing va ma'nosini aytib bering.
2. Siljish toki nima?
3. Maksvellning ikkinchi tenglamasini yozing va ma'nosini aytib bering.
4. Siljish toki zichligining matematik ko'rinishi qanday?
5. Maksvellning III va IV tenglamalarining matematik ko'rinish qanday? Fizik ma'nosi-chi?

1 §. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLAR

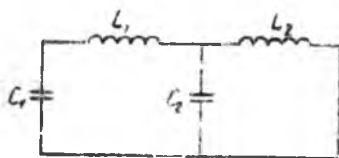
Biz elektromagnit tebranishlarni oddiy kontur, ya'ni bitta sig'im va induktivlikdan iborat tebranish konturida ko'rgan edik. Bu oddiy tebranish konturiga mexanikada elastik kuch ta'sirida ma'lum bir yo'nalish bo'yicha harakatlanadigan moddiy nuqta to'g'ri keladi. U bitta erkinlik darajasiga ega va ma'lum bir chastotali erkin tebranishga ega bo'ladi. Xuddi shuningdek, tebranish konturi ma'lum bir ω_0 chastotaga ega bo'ladi.

Endi biz umumiy sig'imga ega bo'lgan ikkita tebranish konturini ko'raylik. bunga to'g'ri keladigan mexanik sistema ikkita materialnuqtadan iborat bo'ladi va turli chastotali ikki xil tebranma harakat qiladi. Shunga o'xshash bir-biriga bog'langan ikkita tebranish konturida ω_1 va ω_2 chastotali ikki xil tebranma harakat bo'lishi mumkin.

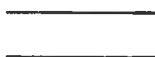
Endi biz konturlar sonini oshira borsak, sig'im va induktivlik kamaya boradi va sig'im bilan induktivlik uzluksiz taqsimlangan ikkita parallel o'tkazgichga ega bo'lib qolamiz (124-rasm).



122-rasm



123-rasm



124-rasm

Mexanikada bunga massa va elastikligi uzluksiz taqsimlangan rezinka shnur to'g'ri keladi. Bu rezinka shurning erkinlik darajasi cheksizlikka teng va shuning uchun unda cheksiz ko'p erkin tebranishlarni kuzatish mumkin.

Xuddi shunigdek, ikkita elektr o'tkazgichda cheksiz ko'p elektr tebranishlarini kuzatsa bo'ladi. Mexanikadan ma'lumki, rezinka ipning tebranma harakati mexanik to'lqinlarni beradi. Mana shu rezinka ipdagi turli tebranma harakatlar – turg'un to'lqinlardir. Shunga o'xshash ikkita parallel o'tkazgichdagi elektr tebranishlar elektromagnit to'lqinlarni beradi.

2 §. O'TKAZGICH BO'YLAB TARQALUVCHI ELEKTROMAGNIT IMPULS

Ikkita bir-biriga parallel joylashgan o'tkazgichni ko'raylik. Uning 0 nuqtasidagi o'zgaruvchan tok manbai $\vec{E}$ elektr maydonni hosil qilayotgan bo'lsin. Tajriba bu elektr maydon sim bo'yicha tarqalishini ko'rsatadi. Endi bu elektr maydon qanday qilib o'tkazgich bo'ylab tarqaladi degan savol tug'iladi.

Maydonning tarqalish usullaridan biri o'tkazuvchanlik tokining paydo bo'lishidir. Bunda elektronlar sim bo'ylab harakatlanib, elektr zaryadlarni zaryadlar bilan birga ularning elektr maydonlarini ham olib o'tadilar. Shunday qilib, elektr maydon sim bo'ylab tarqaladi. Lekin bu bilan bir qatorda maydon tarqalishining ko'pgina elektr hodisalarida asosiy rol o'ynaydigan yana boshqa bir turi ham mavjud. Bu Maksvell tomonidan ochilgan bo'lib, elektromagnit to'lqinlar tarqalishidan iboratdir.



125-rasm

Maydon tarqalishidagi bu protsessii tushunish uchun quyidagi hodisani qarab chiqamiz. Aytaylik, 0 nuqtada hosil bo'lgan elektr maydon ($\vec{E}$) ortayotgan bo'lsin. U holda Maksvell nazariyasiga asosan o'zgaruvchan elektr maydon, ya'ni siljish toki magnit maydon hosil qiladi. Bu magnit maydon yo'nalish va kattalik jihatidan $j = \frac{dD}{dt}$ zichlikli tokka mos tushadi yoki:

$$j = \frac{dD}{dt} = \epsilon_0 \frac{dE}{dt} \quad (15-1)$$

biz bunda sim vakuumda yoki atmosferada joylashgan deb qaraymiz. Ushbu holda maydon ortayapti, demak, $\frac{dF}{dt} > 0$ bo'lib, siljish toki $\vec{j}$ yo'nalish jihatidan maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ bilan mos tushadi. Parma qoidasidan foydalanib, magnit maydonni xuddi 126-rasmda ko'rsatilgandek yo'nalganligini ko'ramiz. Makevall nazariyasiga asosan o'zgaruvchan magnit maydon uyurmaviy $\vec{E}_1$ elektr maydon hosil qiladi. Bu maydonning yo'nalishi o'zgaruvchan $\vec{H}$ magnit maydonning berk konturda hosil qiladigan induksion toki yo'nalishi bo'yicha bo'ladi.

Ortayotgan $\vec{E}$ maydon o'z navbatida $\vec{H}$ magnit maydonni vujudga keltiradi. 136- rasmdan ko'rinib turibdiki, E_1 maydon 0 nuqtada $\vec{E}$ ga qarama-qarshi yo'nalgan, demak, uni yo'qotar ekan. $\vec{H}_1$ magnit maydon esa $\vec{H}$ ni yo'qotadi. Shunday qilib, birinchi hosil bo'lgan elektr maydon $\vec{E}$ va u hosil qilgan magnit maydon $\vec{H}$ yo'qolib, ularning o'rniga E_1 va $\vec{H}_1$ lar hosil bo'lar ekan.

Keyin yuqoridagi protsess yana takrorlanadi, ya'ni ortib boruvchi $\vec{H}_1$ magnit maydon $\vec{E}_2$ elektr maydonni hosil qiladi, bu maydon esa orta borib, $\vec{H}_2$ magnit maydonni hosil qiladi. Bu $\vec{E}_2$ va $\vec{H}_2$ maydonlar E_1 va $\vec{H}_1$ larni yo'qotib, 0 nuqtadan ancha uzoqda joylashgan ikkinchi nuqtada hosil bo'ladi. Shunday qilib, elektr va magnit maydonlar bir-biriga aylanib va bir-birini hosil qila borib, sim bo'ylab tarqalar ekan. Bu protsess esa mexanikada rezinka shnur bo'ylab mexanik impulsning tarqalishiga o'xshaydi. Shuning uchun bu protsessni elektromagnit impulsning tarqalishi deb atasa ham bo'ladi. Chizmadan ko'rinib turibdiki:

$$\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v}$$

Bunda $\vec{v} = \vec{E}$ va $\vec{H}$ larning tarqalish tezligi. Bu uchala vektor parma qoidasi orqali bog'langan. Parmaning dastasi $\vec{E}$ dan $\vec{H}$ ga qara6 buralsa, uning ilgarilanma harakati $\vec{v}$ bilan mos tushadi.

Yana shuni aytish kerakki, qayerda elektr maydon $\vec{E}$ maksimumga ega bo'lsa, o'sha yerda magnit maydon $\vec{H}$ ham maksimum qiymatiga erishadi. $\vec{E}$ nolga teng bo'lgan nuqtalarda esa $\vec{H}$ ham nolga teng bo'ladi. Bundan tashqari, elektr va magnit maydonlar O nuqtadan faqat o'ng tomongagina tarqalmasdan, balki chap tomonga ham tarqaladi, ya'ni birinchi hosil qilingan nuqtadan har ikki tomonga tarqaladi. Shunday qilib, maydon asosiy o'tkazuvchaklik toki va siljish toklari orqali uzatilishi mumkin ekan.

Agar maydonning o'zgarish chastotasi kichik bo'lsa, u holda hosil bo'ladigan siljish toki asosiy tokka nisbatan kichik bo'lib, uni nazarga olmasa ham bo'ladi. Bunda elektr hodisalar tok uzatilayotgan o'tkazgichning qarshiligiga va o'tkazgich materialiga bog'liq bo'ladi.

Agar maydon tez o'zgarayotgan bo'lsa (ya'ni katta chastotali bo'lsa), siljish toki ahamiyatga ega bo'ladi. Bu holada endi elektr hodisalar elektromagnit to'lqinlar orqali aniqlanadi. Bu holda biz ko'rganimizdek, asosiy hodisalar simlar oralig'ida ro'y beradi va ular sim materialining xususiyatiga bog'lik bo'lmaydi.

3 §. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLAR TENGLAMASI

Aytaylik, endi cheksiz uzun simning O nuqtasida elektr maydon garmonik ravishda o'zgarayotgan bo'lsin, ya'ni

$$E = E_0 \sin \omega t \quad (15-2)$$

U holda sim bo'ylab elektromagnit maydon tarqala boshlaydi va O nuqtadan x masofada ham maydonning garmonik tebranishi hosil bo'ladi. Lekin maydon ma'lum bir V tezlikda tarqalganligi uchun x nuqtadagi tebranma harakat O nuqtadagi tebranma harakatga nisbatan $\tau = \frac{x}{v}$ vaqtga kechikadi. Shuning uchun x nuqtadagi elektr maydon

$$E = E_0 \sin \omega(t - \frac{x}{v}) \quad (15-3)$$

bo'ladi. Ma'lumki, elektr maydonning maksimum qiymatiga magnit maydonning maksimum qiymati to'g'ri keladi, shuning uchun O nuqtada

$$H = H_0 \cos \omega t$$

x nuqtada

$$H = H_0 \cos \omega(t - \frac{x}{v}) \quad (15-4)$$

bo'ladi,

Bu (15-3) va (15-4) ifodalar to'lqin tenglamasi deb ataladi.

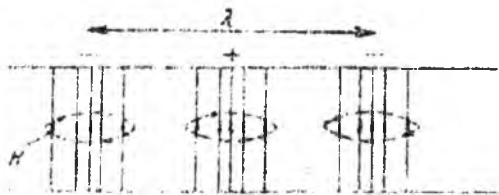
Bular to'lqin X o'qning musbat yo'nalishi bo'ylab tarqalayotgan hol uchun yozilgan.

Agar to'lqin qarama-qarshi tomonga, ya'ni X o'qning manfiy yo'nalishi bo'ylab tarqalayotgan bo'lsa, to'lqin tenglamasi

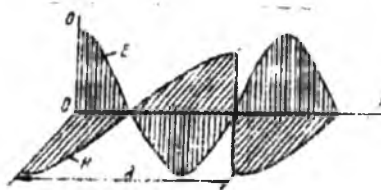
$$E = E_0 \sin \omega(t + \frac{x}{v}); \quad H = H_0 \cos \omega(t + \frac{x}{v})$$

kabi yoziladi. Elektromagnit to'lqinning grafigi 126-rasmda tasvirlangandek bo'ladi.

Muayyan vaqtda elektr va magnit maydonlar bir nuqtada maksimumga erishib, bir nuqtada nolga aylanadi. Demak, tarqalayotgan elektromagnit to'lqindagi elektr va magnit tebranishlar bir xil fazada bo'lar ekan. Fazalar farqi 2π bo'lgan ikki nuqta orasidagi masofa elektromagnit to'lqin uzunligini beradi (127- rasm).



126-rasm



127-rasm

U bir to'la davr T ga teng vaqtda to'liqning tarqalish masofasiga teng. Agar elektromagnit to'liqinni tarqalish tezligini V bilan belgilasak, $\lambda = vT$ bo'ladi.

Bu munosabatdan va $\omega = \frac{2\pi}{T}$ dan foydalanib, to'liqin tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$E = E_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} \mp \frac{x}{\lambda} \right) = E_0 \sin(\omega t \pm kx) \quad (15-5)$$

bunda $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ to'liqin soni. Magnit maydon uchun ham xuddi shunday formula yoza olamiz.

To'liqin tenglamasini kompleks ko'rinishda yozadigan bo'lsak,

$$E = E_0 \cdot e^{j(\omega t \pm kx)} \quad (15-6)$$

to'liqin amplitudasining kompleks qiymati esa

$$A = E_0 e^{\pm jkx}$$

bo'ladi. Yuqoridagilarni keltirib chiqarishda biz $\vec{E}_0$ va $\vec{H}_0$ larni o'zgarmas deb hisobladik. Lekin aslida esa $\vec{E}_0$ va $\vec{H}_0$ lar o'zgaradi, ya'ni elektromagnit to'liqin so'nadi, chunki o'tkazgich ma'lum bir qarshilikka ega bo'lib, Joul-Lens issiqligi ajralib chiqadi. Shuning uchun to'liqin tarqala borishi bilan $\vec{E}_0$ va $\vec{H}_0$ lar kamaya boradi. Yuqoridagi formulalarni simning qarshiligi nolga teng deb qaragandagina qo'llash mumkin.

4 §. ELEKTROMAGNIT TULQINLAR ENERGIYASI.

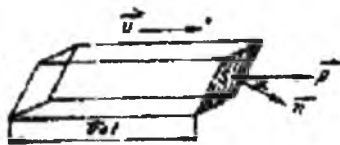
UMOV-POYNTING VEKTORI

Malumki, elektromagnit to'lrnlar ma'lum energiyaga ega bo'ladi. Shu sababli ular dipolga ulangan chiroqning ipini qizdiradi ditektorga ulangan galvanometrniig strelkasini og'diradi va hokazo.

Elektromagnit to'lqin maydonida ixtiyoriy S yuzni qaraymiz. Elektromagnit to'lqinning S yuzdan Δt vaqtda olib o'tadigan energiyasini hisoblaymiz. Buning uchun biz S asosda parallelepiped chizamiz. Bu parallelepipedning qirralari elektromagnit to'lqin tezligiga parallel bo'lib, uzunligi $v\Delta t$ ga teng bo'lsa, uning hajmi:

$$\Delta V = Sv\Delta t \cos \alpha$$

bo'ladi, bunda $d-S$ yuzga o'tkazilgan $\vec{n}$ normal bilan $\vec{v}$ tezlik orasidagi burchak (128- racm).



128-rasm

Elektromagnit to'lqin Δt vaqtda $v\Delta t$ masofani bosib o'tadi, demak, S yuzdan Δt vaqtda shu parallelepiped ichidagi energiya o'tadi. Shuning uchun, agar elektromagnit maydonning birlik hajmining energiyasi U ga teng bo'lsa, parallelepiped hajmidagi maydon energiyasi

$$\Delta W = U\Delta V = USv\Delta t \cos \alpha \quad (15-7)$$

kabi hisoblanishi mumkin. Elektromagnit to'liqin energiyasining hajmiy zichligi (birlik hajmining energiyasi) elektr maydon energiyasi va magnit maydon energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$U = \frac{1}{2}(\epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2) \quad (15-8)$$

bu yerda $\frac{1}{2}\epsilon\epsilon_0 E^2$ elektr maydon energiyasi $\frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2$ magnit maydon energiyasi.

Ma'lumki,

$$\sqrt{\epsilon\epsilon_0} E = \sqrt{\mu\mu_0} \cdot H$$

shuning uchun

$$U = \epsilon\epsilon_0 E^2 \mu\mu_0 H^2 = \sqrt{\epsilon\mu} \cdot \sqrt{\epsilon_0\mu_0} EH$$

bo'ladi va $v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ ni hisobga olsak, $\Delta W = EH \cos\alpha \Delta t$ bo'ladi.

S yuzdan birlik vaqtda o'tadigan energiya $\frac{dW}{dt}$ quyidagiga teng:

$$\frac{dW}{dt} = EH \cdot S \cos\alpha \quad (15-9)$$

Bu olingan natijani qulayroq shaklda yozib olamiz, buning uchun elektromagnit energiya oqimi vektori kattaligini kiritamiz:

$$\vec{P} = [\vec{E}\vec{H}]$$

Elektromagnit to'liqinda $\vec{E}$ bilan $\vec{H}$ bir-biriga perpendikulyar, shuning uchun bu vektorning son qiymati $P = E \cdot H$ bo'ladi. $\vec{P}$ ning yo'nalishi esa $\vec{E}$ bilan $\vec{H}$ ga perpendikulyardir, ya'ni to'liqinning tarqalish tezligi bilan bir xil. U holda

$$\frac{dW}{dt} = P_n S \quad (15-10)$$

deb yoza olamiz, bunda $P_n = P \cos\alpha$ - elektromagnit energiya oqimi vektorining S yuzaga o'tkazilgan $\vec{n}$ normalga proyeksiyasi.

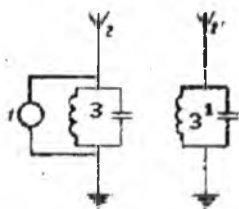
Energiya oqimi vektori $\vec{P}$ tushunchasi N.A. Umov tomonidan kiritilgan bo'lib, elektromagnit to'liqin energiyasining (15-10) ko'rinishi esa Poynting tomonidan aniqlangan. Ana shuning uchun elektromagnit to'liqin energiyasi

oqimining vektori $\vec{P}$ Umov – Poynting vektori yoki to'g'ridan-to'g'ri Poynting vektori deb ataladi.

5 §. RADIOALOQANING KASHF ETILISHI

Elektromagnit to'lqinlardan radioaloqada foydalaniladi. Mana shundan foydalanib, 1895 yilda A.S. Popov radiopriyomnikni kashf qilgan. U signallarni elektromagnit to'lqinlar orqali uzatgan va qabul qilib olgan.

Ma'lumki, elektromagnit to'lqinlarni nurlash uchun kuchli siljish toki kerak, ya'ni juda tez o'zgaradigan elektr maydon kerak. Shuning uchun radiotexnikada yuqori chastotali elektr tebranishlar qo'llaniladi. Radioaloqa uchun qo'llaniladigan tebranishlar chastotasi taxminan 10^5 Gs dan 10^8 Gs gacha bo'ladi. Demak, radioaloqa uchun juda kichik to'lqin uzunlikli to'lqinlar ishlatiladi. Shuning uchun ham bu to'lqinlarning tebranish chastotasi 10^{10} Gs largacha borib yetadi.



129-rasm

Radioaloqa qurilmasining sxemasi 129-rasmda ko'rsatilgan. Bunda elektr tebranishlar generatori (1) antenna (2) da intensiv majburly tebranishlar hosil qiladi. Bu tebranishlarni kuchaytirishda rezonans hodisasidan foydalaniladi. Generator chastotasini kontur (3) ning xususiy tebranish chastotalarining biri bilan tenglashtiriladi. Antenna ochiq vibrator bo'lganidan, u elektromagnit to'lqinlar tarqatadi. Bu nurlangan elektromagnit to'lqinlar qabul qiluvchi stansiya antennalari (2') ga borib yetadi.

O'zgaruvchan elektromagnit maydon ta'sirida qabul qiluvchi antenna elektronlari tebranma harakatga keladi, ya'ni unda yuqori chastotali elektr toki hosil bo'ladi.

Bu majburiy tebranishlarni kuchaytirish uchun qabul qiluvchi antennada ham rezonans hodisasidan foydalaniladi, ya'ni kelayotgan tebranishlar chastotasi qabul qiluvchi antenna ulangan 3^1 kontur tebranishlar chastotasi bilan tenglashtiriladi. Antenna chastotasini o'zgartirish uchun antenna konturi (3^1) ga qo'shimcha ulanadi. Agar kondensator ketma-ket ulansa, antenna konturining umumiy sig'imi kamayadi, buning natijasida antenaning xususiy chastotasi ortadi. Agar kondensatorlar parallel ulansa, aksincha, xususiy tebranishlar chastotasi kamayadi.

Shunday qilib, radioaloqa qilish prinsipi shundan iboratki, o'tkazgichdagi tok avval silljish tokiga aylanadi (silljish tokining tarqalishi uchun o'tkazgich bo'lishi shart emas), so'ngra qabul qiluvchi stansiyada silljish toki yana qaytadan o'tkazuvchanlik tokiga aylanadi.

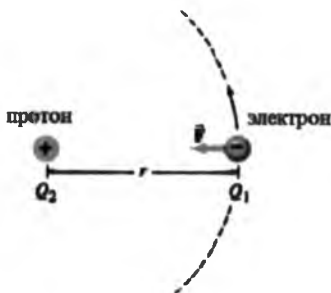
Mustahkamlash savollari

1. Elektromagnit to'lqin qanday to'lqin?
2. Elektromagnit to'lqin tenglamasini yozib bering.
3. Elektromagnit to'lqinning shaklini chizib ko'rsating.
4. Elektromagnit to'lqin energiyasini yozib ko'rsating
5. Umov – Poynting vektori qanday kattalik?
6. Radioaloqa nimaga asoslangan? Uning sxemasini chizib ko'rsating va ishlash prinsipini gapirib bering.

ELEKTR VA MAGNETIZM BO'LIMIGA DOIR MUSTAHKAMLASH MASALALARI

Masala 1. Elektron va proton orasidagi ta'sir kuchi

Vodorod atomining yadrosidagi yolg'iz proton ($q_2=+e$)ga elektronning ta'sir kuchining kattaligi va yo'nalishi aniqlansin. Aylanayotgan elektron bilan proton orasidagi o'rtacha masofa $r=0,53 \times 10^{-10} \text{ m}$ bo'lsin. Rasm 1



Rasm 1

Tushuntirish. Biz Kulon qonunidan foydalanib ta'sir kuchining kattaligini aniqlaymiz. $F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$ (formula 1)

bunda $r=0,53 \times 10^{-10} \text{ m}$

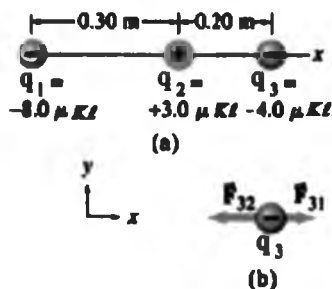
elektron bilan protonning zaryadlarining kattaligini bir xil $q_1=q_2=e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$

Yechish. Kuchning kattaligi teng:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{(9.0 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{Kl}^2)(1.6 \times 10^{-19} \text{ Kl})(1.6 \times 10^{-19} \text{ Kl})}{(0.53 \times 10^{-10} \text{ m})^2} = 8.2 \times 10^{-8} \text{ N}$$

Bu tortishish kuchi, chunki elektron bilan proton qarama – qarshi zaryadga ega.

Masala 2. Uchta zaryad bir to'g'ri chiziqda joylashgan



Rasm 2

Uchinchi zaryad q_3 ning qolgan ikkita zaryad q_1 va q_2 bilan ta'sir kuchini aniqlaymiz (Rasm 2 a).

Tushuntirish: Uchinchi zaryad q_3 bilan birinchi zaryad q_1 ning o'zaro ta'sir kuchi $\vec{F}_{31}$ uchinchi zaryadning ikkinchi zaryad bilan o'zaro ta'sir kuchi $\vec{F}_{32}$ natijaviy kuch $\vec{F} = \vec{F}_{31} + \vec{F}_{32}$ ga teng

Yechimi: Kulon qonuni 1 formulaga asosan quyidagi kattaliklarga ega bo'lamiz:

$$F_{31} = k \frac{q_1 q_3}{r_{31}^2} = \frac{(9.0 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{K} \ell^2)(4.0 \times 10^{-6} \text{ K} \ell)(8.0 \times 10^{-6} \text{ K} \ell)}{(0.50 \text{ m})^2} = 1.2 \text{ N}$$

Bu erda $r_{31} = 0.50 \text{ m}$ q_3 va q_1 orasidagi masofa.

Endi:

$$F_{32} = k \frac{q_2 q_3}{r_{32}^2} = \frac{(9.0 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{K} \ell^2)(4.0 \times 10^{-6} \text{ K} \ell)(3.0 \times 10^{-6} \text{ K} \ell)}{(0.20 \text{ m})^2} = 2.7 \text{ N}$$

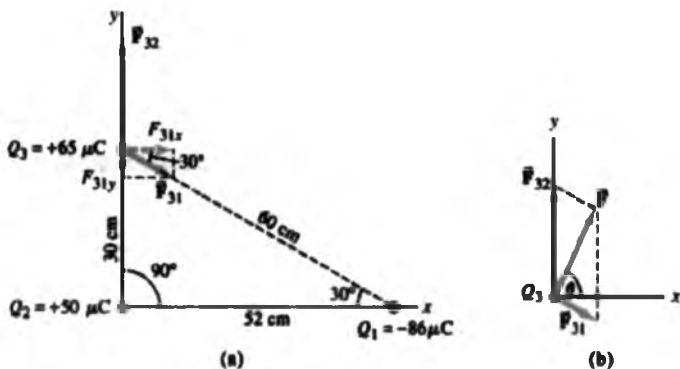
Bunda, $\vec{F}_{31}$ x ning musbat yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan va $\vec{F}_{32}$ x ning manfiy yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan (Rasm 2 b). Shuning uchun uchinchi zaryadga ta'sir qilayotgan natijaviy kuch quyidagiga teng bo'ladi:

$$F = -F_{32} + F_{31} = -2.7 \text{ N} + 1.2 \text{ N} = -1.5 \text{ N}.$$

Masala 3. Elektr kuchini vektor tashkil etuvchilarga ajratish.

q_3 zaryadning q_1 va q_2 zaryadlarga ko'rsatgan ta'sir kuchini ko'ramiz (rasm 3 a)

Tushuntirish. Biz Kulon qonuniga asosan har bir kuchning kattaligini aloxida aloxida hisoblab olamiz. Bu kuchlar yo'nalishga ega. Ya'ni to'g'ri chiziq bo'ylab q_3 dan q_1 va q_2 larga yo'nalgan $\vec{F}_{31}$, $\vec{F}_{32}$ kuchlarning yo'nalishi (Rasm 3 b) da ko'rsatilgan. $\vec{F}_{31}$ va $\vec{F}_{32}$ lar bitta to'g'ri chiziqda yotmaydi. Biz $\vec{F}_{31}$ va $\vec{F}_{32}$ kuchlarni x va y bo'yicha tashkil etuvchilarga ajratib, so'ng natijaviy kuchni aniqlaymiz. Bunda $\vec{F}_{31}$ kuch q_3 bilan q_1 larning o'zaro ta'sir kuchi, $\vec{F}_{32}$ esa q_3 bilan q_2 larning o'zaro ta'sir kuchi.



Rasm 3

Yechish: Biz $\vec{F}_{31}$ va $\vec{F}_{32}$ kuchlarni (zaryadlarning ishorasini xisobga olmasdan ularning yo'nalishini e'tiborga olgan holda) aniqlaymiz:

$$F_{31} = k \frac{q_1 q_2}{r_{31}^2} = \frac{(9.0 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{K} \ell^2)(6.5 \times 10^{-5} \text{ K} \ell)(8.6 \times 10^{-5} \text{ K} \ell)}{(0.60 \text{ m})^2} = 140 \text{ N}$$

$$F_{32} = k \frac{q_1 q_2}{r_{32}^2} = \frac{(9.0 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{K} \ell^2)(6.5 \times 10^{-5} \text{ K} \ell)(5.0 \times 10^{-5} \text{ K} \ell)}{(0.30 \text{ m})^2} = 330 \text{ N}$$

Biz $\vec{F}_{31}$ kuchning x va y o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilarini yozamiz (Rasm 3 a) ga asosan:

$$F_{31x} = F_{31} \cos 30^\circ = (140 \text{ N}) \cos 30^\circ = 120 \text{ N},$$

$$F_{31y} = -F_{31} \sin 30^\circ = -(140\text{ N}) \sin 30^\circ = -70\text{ N}.$$

Natijaviy kuchning tashkil etuvchilari kattaligi

$$F_x = F_{31x} = 120\text{ N},$$

$$F_y = F_{32} + F_{31y} = 330\text{ N} - 70\text{ N} = 260\text{ N}.$$

Natijaviy kuch quyidagicha:

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} = \sqrt{(120\text{ N})^2 + (260\text{ N})^2} = 290\text{ N}$$

Bunda θ quyidagiga teng (Rasm 3 b qarang):

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{F_y}{F_x} = \frac{260\text{ N}}{120\text{ N}} = 2,2$$

$$\theta = \arctg(2,2) = 65^\circ \text{ bo'ladi.}$$

Masala 4. Elektron televizorning kineskopida.

Elektron televizorning kineskopida 5000 V potentsiallar farqidan o'tib tezlashadi. (Rasm 4) a) elektronning potentsial energiyasi qanday o'zgaradi? b) elektron ($m=9,1 \times 10^{-31}\text{ kg}$) qanday tezlikka ega bo'ladi?

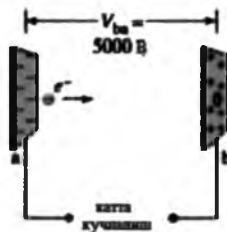
Tushuntirish: Elektron katoddan anodga qarab harakatlanadi. Katod oldida elektronning potentsiali anodning oldidagidan kattaroq. Ya'ni elektron kattaroq potentsialdan kichik potentsialga harakatlanadi, shuning uchun potentsiallar farqi V_{ba} musbat bo'ladi. Elektronning potentsial energiyasi kamayib kinetik energiyaga aylanadi, (energiyaning saqlanish qonuni).

Yechish:

a) Ma'lumki elektron zaryadi $e = -1,6 \cdot 10^{-19}\text{ K}\ell$ Shuning uchun uning potentsial energiyasining o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$W_p = qU_{ba} = (-1,6 \cdot 10^{-19}\text{ K}\ell)(+5000\text{ B}) = -8 \cdot 10^{-16}\text{ J}$$

minus elektronning potentsial energiyasining kamayganligini ko'rsatadi. Potentsiallar farqi V_{ba} musbat, chunki elektronning oxirgi potentsial energiyasi V_b dan katta.



Rasm 4

b) Elektronning potensial energiyasi uning kinetik energiyasiga aylanadi. Shuning uchun energiya saqlanish qonuniga asosan yoza olamiz:

$$W_K + W_p = 0 \quad \vartheta - \text{tezlik}$$

$$V - \text{potentsial}$$

Ya'ni:

$$W_K = -W_p$$

demak

$$\frac{1}{2} m \vartheta^2 - 0 = -q(V_b - V_a) = -qV_{ba}$$

bunda elektronning boshlang'ich kinetik energiyasi nolga teng, chunki elektron boshida harakatlanmayotgan edi. Yuqoridagi tenglamadan ϑ ni topamiz:

$$\vartheta = \sqrt{\frac{-2qV_{ba}}{m}} = \sqrt{\frac{2(-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kt}) \cdot (5000 \text{ B})}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}}} = 4,2 \cdot 10^7 \text{ m/s}$$

Izoh: Elektr potensial energiya massaga bog'liq bo'lmaydi, u faqat zaryad bilan kuchlanishga bog'liq bo'ladi.

Masala 5. Musbat yoki manfiy nuqtaviy zaryad potentsiali

a) musbat $20 \mu\text{Kt}$ (mikrokulon) nuqtaviy zaryaddan 0,5 metr masofada joylashgan nuqtadagi potentsial topilsin.

b) manfiy $20 \mu K\ell$ (mikrokulon) nuqtaviy zaryaddan 0,5 metr masofada joylashgan nuqtadagi potensial topilsin.

Tushuntirish: Nuqtaviy zaryad potensialini

$$E = k \frac{q}{r^2}, V = k \frac{q}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \text{ formuladan, ya'ni}$$

$$V = k \frac{q}{r} \text{ dan aniqlaymiz}$$

Yechish:

a) musbat $20 \mu K\ell$ (mikrokulon) zaryaddan 0,5 metr masofada turgan nuqtadagi potensial:

$$V = k \frac{q}{r} = (9 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2 / K\ell^2) \left(\frac{20 \cdot 10^{-6} K\ell}{0,5m} \right) = 3,6 \cdot 10^5 \text{ volt bo'ladi}$$

b) Manfiy zaryad uchun:

$$V = (9 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2 / K\ell^2) \left(\frac{-20 \cdot 10^{-6} K\ell}{0,5m} \right) = -3,6 \cdot 10^5 \text{ volt}$$

Izoh: Potensial musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin. Ko'pincha zaryadning ishorasiga ahamiyat berilmaydi, lekin potensialni hisoblayotganda zaryadning ishorasiga albatta e'tibor berish kerak.

Masala 6. Ikki ta musbat zaryadlarning o'zaro yaqinlashganda bajarilgan ish

$q = 20 \mu K\ell$ zaryad maydoniga ∞ uzoqlikdagi nuqtadan $q = 3 \mu K\ell$ zaryad harakatlanib kelib q zaryaddan 0,5 m masofada to'xtaydi. q zaryadning ko'chishida bajarilgan ish topilsin.

Tushuntirish: Biz q zaryad ko'chishida bajarilgan ishni soddagina qilib ta'sir kuchini ko'chish masofasiga ko'paytirib topa olmaymiz, chunki ta'sir qilayotgan kuch o'zgaruvchan. Shuning uchun biz bajargan ishni boshlang'ich va oxirgi nuqtalar potensial energiyalarining ayirmasi deb qarab aniqlashimiz mumkin. Formulani yozamiz:

$$W_p = q(V_b - V_a)$$

Keyin V_b va V_a larni $E = k \frac{q}{r^2}$, $V = k \frac{q}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$ formuladan foydalanib yozamiz.

Yechish: Ma'lumki bajarilgan ish potensial energiyani o'zgarishiga teng Ya'ni:

$$A = q(V_b - V_a) = q \left(k \frac{q}{r_b} - k \frac{q}{r_a} \right)$$

bunda $r_b = 0,5 \text{ m}$

$$r_a = \infty$$

Ma'lumki sonni ∞ ga bo'lsa nolga teng, shuning uchun:

$$k = \frac{q}{r_a} = 0$$

$$W = (q \cdot \left(k \frac{q}{r_b} \right)) \text{ bo'ladi}$$

$$\text{Demak: } A = (3 \cdot 10^{-6} \text{ Kl}) \frac{(9 \cdot 10^9 \text{ H} \cdot \text{M}^2 / \text{Kl}) \cdot (2 \cdot 10^{-5} \text{ Kl})}{(0,5 \text{ m})} = 1,08 \text{ J}$$

$$A = 1,08 \text{ J}$$

Masala 7. Ikki xil ishorali zaryadlar hosil qilgan umumiy elektr maydonidagi potentsiallarni hisoblash

(Rasm 5) da ikkita zaryad, ya'ni $+50 \mu\text{Kl}$ va $-50 \mu\text{Kl}$ hosil qilgan maydondagi:

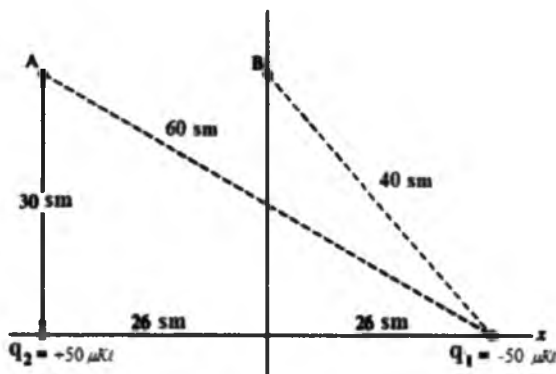
a) A nuqtadagi potensialni

b) B nuqtadagi potensialni hisoblab toping

Tushuntirish: q_1 va q_2 zaryadlarning A (yoki B nuqtada) nuqtada hosil qilgan elektr maydon potentsiallarini alohida alohida hisoblab yig'indisini yozamiz.

Potentsiallarni hisoblashda $E = k \frac{q}{r^2}$, $V = k \frac{q}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$ formuladan foydalanamiz.

Potensial skalyar kattalik bo'lgani uchun yo'nalishi yo'q. Lekin hisoblashda q_1 va q_2 zaryadlarning ishorasi albatta ahamiyatga ega.



Rasm 5

Yechish:

a) Biz q_1 va q_2 zaryadlarning A nuqtada hosil qilgan elektr maydonlarini formula orqali xisoblab qo'shamiz. Ya'ni:

$$V_A = V_{A2} + V_{A1} = k \frac{q_2}{r_{2A}} + k \frac{q_1}{r_{1A}}$$

bunda $r_{1A} = 60 \text{ sm}$ va $r_{2A} = 30 \text{ sm}$

U holda:

$$V_A = \frac{(9 \cdot 10^9 \text{ Hm}^2 / \text{Kt}^2) \cdot (5 \cdot 10^{-4} \text{ Kt})}{0,3\text{m}} + \frac{(9 \cdot 10^9 \text{ Hm}^2 / \text{Kt}^2) \cdot (5 \cdot 10^{-4} \text{ Kt})}{0,6\text{m}} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ v} - 0,75 \cdot 10^6 \text{ v} = 7,5 \cdot 10^5 \text{ v}$$

b) B nuqtada $r_{1B} = r_{2B} = 0,4\text{m}$

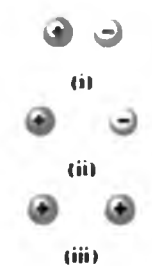
demak:

$$V_B = V_{B2} + V_{B1} = \frac{(9 \cdot 10^9 \text{ Hm}^2 / \text{Kt}^2) \cdot (5 \cdot 10^{-4} \text{ Kt})}{0,4\text{m}} + \frac{(9 \cdot 10^9 \text{ Hm}^2 / \text{Kt}^2) \cdot (5 \cdot 10^{-4} \text{ Kt})}{0,4\text{m}} = 0\text{B} \text{ ya'ni nol volt}$$

Ilova: Potensial faqat B nuqtadagina nolga teng bo'lmasdan, balkim q_1 va q_2 zaryadlardan barobar masofada turgan barcha nuqtalarda nolga teng bo'ladi.

Masala 8. Konseptual masala. Potensial energiya

q_1 va q_2 zaryadlarning uch xil to'plamini qaraymiz. (Rasm 6) Qaysi to'plam musbat potensial energiyaga ega? b) Qaysi to'plam eng katta potensial energiyaga ega? c) Qaysi to'plamni bir - biridan juda uzoq masofaga (∞) ajratib yuborishga eng katta ish bajarish kerak bo'ladi? hamma zaryadlar bir xil kattalikka ega bo'lsin.



Rasm 6

Tushuntirish: Potensial energiya bu jismlarning (bu erda zaryadlarning) ish bajarish qobiliyati. Elektr maydon potensial – bu potensial aniqlanayotgan nuqtaga o'rnatilgan birlik musbat zaryadni maydondan tashqaridagi cheksiz uzoqlikdagi nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ish. Ya'ni: bajarilgan ishni yozadigan bo'lsak:

$$W = q_2 \cdot \left(\frac{q_1}{r} - \frac{q_1}{\infty} \right)$$

SI sistemada

$$W = kq_2 \cdot \frac{q_1}{r}$$

Bunda r – zaryadlar orasidagi masofa. Potensial energiyaning o'zgarishi ish, demak r masofada joylashgan potensial energiyani yoza olamiz:

$$W_{\rho} = k \frac{q_1 q_2}{r}$$

∞ da $W_p = 0$ dir.

a) (iii) to'plam musbat potensial energiyaga ega, chunki ikkala zaryadning ishorasi bir xil.

b) (i) to'plam judayam katta manfiy potensial energiyaga ega, chunki zaryadlar qarama – qarshi ishorali va (ii) to'plamga nisbatan bir – biriga juda yaqin joylashgan.

Demak r (i) to'plam uchun juda kichik.

s) (i) to'plamni bo'lib yuborish uchun juda katta ish bajariladi.

Masala 9. Kondensator sig'imini hisoblash

a) Qoplamalar yuzasi $S=20 \text{ sm}^2$ va qoplamalar orasidagi masofa $d=1 \text{ mm}$ bo'lgan kondensator sig'imi hisoblansin.

b) Potensiallar farqi 12V bo'lgan batareyaga ulangan kondensator qoplamalarining zaryadi aniqlansin.

s) Qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganlik vektori Ma'lumki: $\vec{E}$ qanday kattalikka ega bo'ladi?

d) Sig'imi 1 F ga teng bo'lgan, orasidagi masofa 1 mm ga teng bo'lgan qoplamalar yuzasini toping.

Tushuntirish. Sig'imni formula $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$ dan topamiz. Qoplamalar zaryadini,

$q=C \cdot U$ formuladan topiladi. Elektr maydon kuchlanganligi $E = \frac{U}{d}$ formuladan, dan topamiz.

Va d ni yana $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$ formuladan topamiz.

Yechish: a) Yuza $S = (120 \cdot 10^{-2} \text{ m})(3 \cdot 10^{-2} \text{ m}) = 6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ demak $S = 6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$

U holda sig'im:

$$C = \epsilon_0 \cdot \frac{\epsilon \cdot S}{d} = (8.85 \cdot 10^{-12} \text{ K} \ell^2 / \text{N} \cdot \text{m}^2) \cdot \left(\frac{6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2}{1 \cdot 10^{-3} \text{ m}} \right) = 53 \text{ pF} \text{ bo'ladi}$$

b) Har bir qoplamaning zaryadi:

$$q = CV = (53 \cdot 10^{-12} F)(12V) = 6,4 \cdot 10^{-10} Kt$$

c) $E = -\frac{V}{d}$ formuladan:

$$E = \frac{V}{d} = \frac{12V}{1 \cdot 10^{-3} m} = 1,2 \cdot 10^4 N/m$$

d) Qoplamalar ko'ndalang kesim yuzasi $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$ formuladan $S=1F$ va $d=1 mm$

larni o'rniga qo'yib aniqlaymiz. Ya'ni:

$$S = \frac{C \cdot d}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{(1F)(1 \cdot 10^{-3} m)}{1 \cdot (9 \cdot 10^{-12} Kt^2 / N \cdot m^2)}$$

Izoh: Agar qoplamalarning har birining yuzasi $10^4 m$ yoki $10 km$ bo'lsa. Bunda bu xuddi San Fransisko yoki Boston shaxrining kattaligidek bo'ladi. lekin bunday katta parallel plastinkalardan iborat va bunday katta sig'imli kondensator mavjud emas.

Masala 10. Konseptual masala. Dielektrik o'zgarmas kuchlanish V ga ulangan kondensator qopamlari orasiga joylashtirilgan

Kondensator orasidagi masofa d ga teng bo'lgan parallel plastinkalardan iborat. Plastinkalar zaryadi Q ga teng va kondensator V kuchlanishga ulangan. Plastinkalar orasi dielektrik bilan to'ldirilgan bo'lsin. Plastinkalar zaryadi q ortadimi, kamayadimi yoki o'zgarmasdan qoladimi?

javob:

Kondensator batareyaga ulangan, batareyaning kuchlanishi V ga teng va u o'zgarmas. Agar sig'im C orisa dielektrik doimiylik ϵ ham ortadi. $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$ formuladan ko'rinib turibdi. Ma'lumki: $q=C \cdot U$, demak C orisa q ham ortishi kerak. Xulosa dielektrik doimiylik ϵ orisa kondensatorning sig'imi C ortadi.

Masala 11. Konseptual masala. Kuchlanishga ulanmagan kondensator qoplamlari orasiga dielektrik joylashtirilgan.

Qoplamlarining har birining zaryadi q ga teng bo'lgan kondensator batareyaga ulanmagan. Qoplamlari orasiga dielektrik to'ldirilgan. q, C , yoki U o'zgaradimi?

Javob:

Qoplamlari orasiga dielektrik joylashtirilgan kondensator izolyashtirilgan.

Qoplamlar har biri q zaryadga ega. Dielektrik qutblanadi demak qoplamlar

orasidagi kuchlanish V kamayadi. $q = C \cdot U$ formuladan: $q = C \cdot U$ va demak $U = \frac{q}{C}$

Agar zaryad q o'zgalmasa slg'lm C kamayadi, kuchlanish U ortadi.

Masala 12. Kondensatorda yig'ilgan elektr energiya

(Rasm 7) da 200 V kuchlanishga ulangan 150 mkF sig'imga ega kondensator kamerasi ko'rsatilgan. Qancha elektr energiya yig'ilishi mumkin?

Tushuntirish:

Biz $W_p = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} C U^2$ formuladan foydalanamiz, ya'ni

$$W_p = \frac{1}{2} C U^2$$

C va U lar berilgan.

Yechish:

Yig'ilgan energiya, quyidagiga teng bo'ladi:

$$W_p = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} (150 \cdot 10^{-6} F) (200 V)^2 = 3 J$$

Izoh: Agar bu energiya $\frac{1}{1000}$ sekundda, ya'ni ($10^{-3}s$) da chiqsa quvvat 3000 Vt ga ekvivalent bo'ladi.



Rasm 7

Masala 13. Konseptual masala. Kondensator qoplamlari orasidagi masofa ortadigan bo'lsa,

Kondensatorning bir – biriga parallel qoplamlari q zaryadga ega bo'lib kondensator batareyadan uzilgan bo'lsin. Qoplamalar orasidagi masofa d ga teng. Agar bu masofa $2d$ bo'lsa, kondensatorda saqlanayotgan energiya o'zgaradimi?

javob: Agar biz kondensator qoplamlari orasidagi masofa d ni orttirsak, biz kondensator sig'imini kamaytirgan bo'lamiz. $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$ formulaga asosan

$$C = \epsilon\epsilon_0 \frac{S}{d}$$

bunda $\epsilon = 2$ va zaryad q o'zgarmaydi. $W_p = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} C V^2$ formulaga asosan:

$$W_p = \frac{1}{2} q^2 / C$$

Ma'lumki q o'zgarmaydi, demak C ikkiga bo'linadi va W_p ortadi.

Izoh

Biz energiya ortishini ko'rdik. Ma'lumki qoplamalar teng, lekin qarama – qarshi zaryadga ega, demak ular bir – biriga tortiladi. Lekin biz ularni ajratish uchun ish bajaramiz, demak biz ularni potensial energiyasini oshiramiz.

Masala 14. Tok bu zaryadlar oqimi

2,5 A o'zgarmas tok simdan 4 minut oqib o'tadi.

(a) 4 minutda zanjirdan qancha zaryad oqib o'tadi?

(b) Elektronlar soni qancha?

Tushuntirish Vaqt hirligida oqib o'tadigan zaryad tokdir. $J = \frac{\Delta q}{\Delta t}$ formuladan foydalanib so'ralayotgan zaryadni topib olamiz. Bu zaryad bitta elektron zaryadiga bo'lib, elektronlar sonini topamiz.

Yechish:

(a) Tok kuchi 2,5 A demak $2,5 \frac{Kl}{S}$ 4minut esa 240 sekundga teng.

$J = \frac{\Delta q}{\Delta t}$ formuladan:

$$\Delta q = J \cdot \Delta t = \left(2,5 \frac{Kl}{S}\right) \cdot (240S) = 600 Kl$$

(b) Bitta elektron zaryadi $1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl ga teng. Demak elektron soni teng bo'ladi:

$$\frac{600 Kl}{1,6 \cdot 10^{-19} Kl} = 3,8 \times 10^{21} \text{ ta}$$

Masala 15. Konseptual masala. Batareya qanday ulanadi.

Bir bo'lak sim bilan lampochkani batareyaga qanday ulansa, lampochka yonadi? (Rasm 8)

javob:

a) Bunda batareyaning bitta klemmasi bilan lampochka ulangan. Bunda lampochka yona olmaydi.

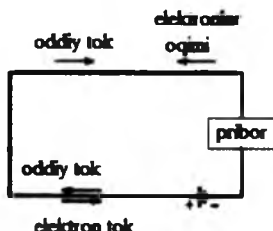
b) Bunda yopiq kontur. Xuddi a) dagi kabi batareyaning bitta klemmasi lampochka bilan ulangan. Lampochka yonmaydi. Chunki potensiallar farqi yo'q.

s) Bunda batareyaning ikkala klemmasi ulangan, ya'ni potentsiallar farqi mavjud, tok bor demak lampochka yonadi.



Rasm 8

Biz bilamiz o'tkazgichlarda erkin elektronlar bo'ladi. Zanjirda potentsiallar farqi mavjud bo'lsa, erkin elektronlar tartibli harakat qila boshlaydi, ya'ni tok xosil bo'ladi. Odatda musbat zaryadlarning harakat yo'nalishi tok yo'nalishi deb qabul qilingan. Ya'ni: (Rasm 8 da) tok musbat zaryaddan manfiy zaryad tomon oqa boshlaydi. Ya'ni: oddiy tok.



Rasm 9

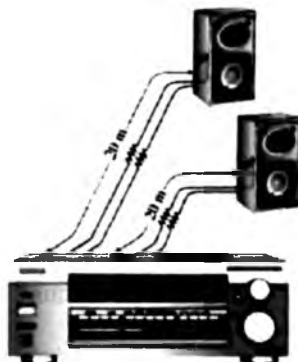
Elektronlar oqimi oddiy tokka qarama – qarshi yo'naladi. Ya'ni batareyaning manfiy qutbidan musbat qutbi tomon.

Masala 16. Radiokarnay

O'zingizning magnitafoningizni ancha uzoqda joylashgan radiokarnay bilan bog'lamoqchisiz deylik (Rasm 10).

a) Agar har bir bog'laydigan simning uzunligi 20 m bo'lishi shart bo'lsa, bu simning qarshiligi 0,1 Omdan ortib ketmasligi uchun uning diametri qanday bo'lishi kerak ?

b) Agar har bir radiokarnaydagi tok kuchi 4 A ga teng bo'lsa, har bir bog'lovchi simda potensial tushishi yoki kuchlanish tushishi qanday bo'ladi ?



Rasm 10

Tushuntirish. Biz $R = \rho \frac{\ell}{S}$ formuladan simning radiusini ko'ndalang kesimining yuzasi $S = \pi r^2$ diametri $2r$ ga teng bo'ladi. (b) da Om qonunidan foydalanamiz $U = I \cdot R$ dan.

Yechish: Biz $R = \rho \frac{\ell}{S}$ formuladan misning ko'ndalang kesim yuzasini va solishtirma qarshiligini topamiz:

$$S = \rho \frac{\ell}{R} = \frac{(1,68 \times 10^{-8} \text{ Om} \cdot \text{m}) \cdot (20 \text{ m})}{0,10 \text{ Om}} = 3,4 \times 10^{-6} \text{ m}^2$$

Ma'lumki; $S = \pi \cdot r^2$ bundan:

$$r = \sqrt{\frac{S}{\pi}} = 1,04 \times 10^{-3} \text{ m} = 1,04 \text{ mm}$$

Diametri ikki baravar radiusga teng shuning uchun $2r = 2,1 \text{ mm}$

b) $U = I \cdot R$ dan har bir simdagi kuchlanish tushishini aniqlaymiz:

$$U = I \cdot R = (4,0 \text{ A}) \cdot (0,10 \text{ Om}) = 0,40 \text{ B}$$

Izoh Kuchlanish tushishi simlarni kesib o'tib pasaya boshlaydi, stereoning kuchaytirgichi orqali radiokarnayga etib borib tovushni pasaytiradi.

Masala 17. Konseptual masala. Qarshilikning o'zgarishi.

Qarshilikning o'zgarishi R qarshilikli o'tkazuvchan simning uzunligi 2 marta kamaysa, qarshiligi qanday o'zgaradi?

Javob: L ikki baravar o'zgarsa, o'tkazuvchan simning kesim yuzasi S bo'lsa u holda o'tkazgich xajmi $V=S \cdot L$ bo'ladi. $R = \rho \frac{L}{S}$ formuladan ko'rinadiki qarshiligi ikki barobar kamayadi.

Masala 18. Qarshilik termometri.

Qarshilikning temperaturaga bog'lanishidan foydalanib temperaturani aniq o'lchasak bo'ladi. Qarshilik termometrda asosan platinadan foydalaniladi. Chunki platina korroziyaga chidamli bo'lib, erish temperaturasi juda yuqori. Qarshilik termometrining qarshiligi 20°C da $164.2\ \Omega$ bo'lsin. Qarshilik termometrini suyuqlik solingan idishga botirilsa uning qarshiligi $187.4\ \Omega$ bo'lib qoladi. Suyuqlikning temperaturasi aniqlang.

Tushuntirish Ma'lumki R qarshilik solishtirma qarshilik ρ ga proporsional.

Biz $R = \rho \frac{L}{S}$ va $\rho_T = [\rho_0 + \alpha(T - T_0)]$ formulalardan foydalanib R temperaturaga bog'lanishini yozib olamiz va keyin suyuqlikning temperaturasi aniqlaymiz.

Yechish:

Biz $\rho_T = [\rho_0 + \alpha(T - T_0)]$ formulani $\frac{L}{S}$ ga ko'paytiramiz, u holda:

$$R = R_0 [1 + \alpha(T - T_0)]$$

bo'ladi

bunda $R_0 = \rho_0 \frac{L}{S}$ bu $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$ dagi qarshilik.

Yuqoridagi formuladan:

$$T = T_0 + \frac{R - R_0}{\alpha R_0} \text{ bo'ladi.}$$

Bundagi kattaliklarni son qiymatini qo'yamiz:

$$T = 20^\circ C + \frac{178,4 \text{ Om} - 164,2 \text{ Om}}{(3,927 \times 10^{-3} (C^\circ)^{-1}) \times 164,2 \text{ Om}} = 56^\circ C$$

Izoh Juda ko'p xollarda temperaturani o'lchashda termistorlardan foydalaniladi. Termistorlar – bu oksidli yoki yarim o'tkazgichli rezistorlardir. Ularning qarshiligi temperaturaga albatta bog'liq bo'ladi. Termistorlar o'lchami juda ham kichik bo'ladi, shuning uchun juda ham kichik temperaturani sezadi.

Masala 19. Avtomobil farasi

Kuchlanishi 12 V, quvvati 40 vatt bo'lgan avtomobil farasining qarshiligini hisoblang (Rasm 11).

Tushuntirish:

Berilgan $P=40$ vatt $U=12$ V

$$P = \left(\frac{u}{R} \right) \cdot u = \frac{u^2}{R} \text{ ni yozamiz:}$$

$$P = Ju = \left(\frac{u}{R} \right) \cdot u = \frac{u^2}{R} \text{ bundan}$$

$$R = \frac{U^2}{P} = \frac{(12 \text{ B})^2}{(40 \text{ vatt})} = 3,6 \text{ Om}$$



Rasm 11

Izoh Bu qarshilikda lampochka 40 Vatt quvvatli yarqirab yonadi. Agar lampochka sovuq bo'lsa, qarshiligi shunchalik kichik bo'ladi $\rho_T = [\rho_0 + \alpha(T - T_0)]$ formulada ko'rganimizdek.

Masala 20. Elektr isitgich

Elektr isitgich 120 V kuchlanishga ulangan. Undan 15 A tok o'tib turadi. U qanday elektr quvvatga ega? Agar soatiga elektr energiyaga 9,2 sent to'lanadigan bo'lsa, har kuni 3 soat manba'ga ulansa bir oyda (30 kunda) qancha sent to'lanadi?

Tushuntirish:

Biz $P = J \cdot U$ formula orqali quvvatni topib olamiz. Bir kunning 3 soatiga pul to'lansa demak 30 kunda 90 soat uchun pul to'lash kerak.

1 kilovatt – soat uchun \$ 0,092 to'lanadi.

Yechish: Quvvat quyidagiga teng, ya'ni

$$P = J \cdot U = (15 A)(120 V) = 1800 \text{ Vt} \quad P = J \cdot U$$

$$P = 1800 \text{ Vt} = 1,8 \text{ kVt}$$

90 soat uchun to'lanadigan pulni xisoblaymiz, Ya'ni:

$$(1,8 \text{ kVt}) (90 \text{ h}) (\$ 0,092/\text{kVt}) = \$ 15$$

Masala 21. Soch quritgich

a) 1000 Vt quvvatli soch quritgichning qarshiligini va undagi tok kuchining eng yuqori qiymatini aniqlang. (Rasm 12) Soch quritgich 120 V kuchlanishga ulangan.

b) Agar soch quritgich 240 V ga ulansa qanday xodisa ro'y beradi.

Tushuntirish: Quvvatning o'rtacha qiymati $\bar{P} = 1000 \text{ Vt}$ berilgan. Biz $J_{ef} = \frac{\bar{P}}{U_{ef}}$

va $J_0 = \sqrt{2} J_{ef}$ formulalardan foydalanib R ning qiymatini topamiz.

Yechish:

a) Tokning effektiv qiymatini topamiz:

$$J_{ef} = \frac{\bar{P}}{U_{ef}} = \frac{1000 \text{ Vt}}{120 \text{ V}} = 8,33 \text{ A}$$

Bunda

$$J_0 = \sqrt{2} J_{ef} = 11,8 \text{ A}$$

Bo'ladi

Qarshilik:

$$R = \frac{U_{ef}}{J_{ef}} = \frac{120 \text{ V}}{8,33 \text{ A}} = 14,4 \text{ Om}$$

R- qarshilikning yuqori qiymatini xisoblaymiz:

$$R = \frac{U_0}{J_0} = \frac{170 \text{ V}}{11,8 \text{ A}} = 14,4 \text{ Om}$$

b) Agar soch quritgich 240 V ga ulangan bo'lsa, tok o'sa boshlaydi va temperatura ortishi bilan qarshilik o'zgaradi. Qarshilik 14,4 Om bo'lganda quvvatning o'rtacha qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$\bar{P} = \frac{U_{ef}^2}{R} = \frac{(240 \text{ V})^2}{14,4 \text{ Om}} = 4000 \text{ Vt}$$

Soch quritilganda albatta motorning sim spirali qizib ketadi.



Rasm 12

Masala 22. Stereo quvvat

Stereoning 80 ml li radiokarnaylga ulangan xar bir tarmog'i 100 Vt quvvatga ega. Effektiv kuchlanish va effektiv tok kuchl qanday bo'ladi?

a) Maksimal quvvat 100 Vt bo'lgandami

b) Quvvat 1 Vt bo'lgandami

Tushuntirish: Aytaylik radiokarnay bitta $R=8\text{ Om}$ qarshilikka ega. V_{ef} bilan J_{ef}

$$\text{ni } \bar{P} = J_{\text{ef}} U_{\text{ef}} \quad \bar{P} = \frac{1}{2} J_0^2 R = J_{\text{ef}}^2 \cdot R \quad \bar{P} = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_0^2}{R} = \frac{U_{\text{ef}}^2}{R} \text{ formuladan}$$

hisoblaymiz.

Yechish:

a) $\bar{P} = J_{\text{ef}} U_{\text{ef}}$ formuladan U_{ef} aniqlaymiz, ma'lumki

$$\bar{P} = 100\text{ Vt} \quad \bar{P} = \frac{U^2}{R}$$

$$U_{\text{ef}} = \sqrt{\bar{P}R} = \sqrt{(100\text{ Vt})(8\text{ Om})} = 28\text{ V}$$

$$\bar{P} = \frac{1}{2} J_0^2 R = J_{\text{ef}}^2 \cdot R \text{ formuladan } J_{\text{ef}} \text{ ni aniqlaymiz.}$$

U holda

$$J_{\text{ef}} = \sqrt{\frac{\bar{P}}{R}} = \sqrt{\frac{100\text{ Vt}}{8\text{ Om}}} = 3,5\text{ A}$$

yoki Om qonunidan ($U=J \cdot R$)

$$J_{\text{ef}} = \frac{U_{\text{ef}}}{R} = \frac{28\text{ V}}{8\text{ Om}} = 3,5\text{ A}$$

b) bunda

$$\bar{P} = 1\text{ Vt}$$

$$U_{\text{ef}} = \sqrt{1\text{ Vt} \cdot 8\text{ Om}} = 2,8\text{ V}$$

$$J_{ef} = \frac{2,8V}{80m} = 3,5A$$

Masala 23. Sim o'tkazgichlardagi elektronlar tezligi.

Diametri 3,2 mm bo'lgan mis simdan 5 A tok o'tib turibdi. Erkin elektronlar tezligini aniqlang. Misning har bir atomiga bitta erkin elektron to'g'ri keladi deb xisoblang.

Tushuntirish: n – misning birlik hajmidagi erkin elektronlar soni bu misdagi atomlar soniga to'g'ri keladi. Chunki biz misning har bir atomiga bitta erkin elektron to'g'ri keladi deb xisoblayapmiz. Demak misning bir molida $6.02 \cdot 10^{23}$ (Avagadro soni) ta erkin elektron bor.

Mis atomining massasi 63,5 g.

Misning zichligi $\rho_{cu} = 8,9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$

Yechish:

Zichlik, ya'ni $\rho_v = \frac{m}{V}$ ga

Birlik hajmdagi erkin elektronlar soni $n = \frac{N}{V}$ bo'ladi.

Demak:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{N}{m/\rho_0} = \frac{N(1 \text{ mol})}{m(1 \text{ mol})} \cdot \rho_0 \left(\frac{6.02 \cdot 10^{23} \text{ elektronlar}}{63.5 \cdot 10^{-3} \text{ kg}} \right) \cdot (8.9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3) \cdot 8.4 \cdot 10^{-28} \text{ m}^{-3}$$

Simning ko'ndalang kesim yuzasi:

$$S = \pi \cdot r^2 = (3.14)(1.6 \cdot 10^{-3} \text{ m})^2 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \quad j = en\mathcal{G} \quad J = j \cdot S$$

$$\text{demak} \quad J = en\mathcal{G}S$$

$J = en\mathcal{G}S$ formuladan erkin elektronlar tezligi:

$$\mathcal{G} = \frac{J}{n \cdot e \cdot S} = \frac{5A}{(8.4 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3})(1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Kt})(8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2)} = 4.7 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$$

Demak, erkin elektronlar tezligi 0,05 mm/s ga yaqin bo'lar ekan.

Izoh: lekin erkin elektronlarni bir atomli gazdagi kabi qarasak, butunlay boshqa natija kelib chiqadi.

ADABIYOTLAR:

1. Мирзиёев Ш.М. Критический анализ, жесткая дисциплина и персональная ответственность должно стать повседневной нормой в деятельности каждого руководителя. Доклад Президента Республики Узбекистан на расширенном заседании Кабинета Министров, посвященном итогам социально-экономического развития страны в 2016 году и важнейшим приоритетным направлениям экономической программы на 2017 год. // Правда Востока, 16 января 2017 г.
2. Джанколи. Д., «Физика» в 2 томах.. Пер. с англ., М.: -Мир. 2016
3. Саидахмедова З., Тухтаева Н. "Физика фанидан инновацион технологиялар асосида маърузалар ўқиш бўйича" услубий қўлланма. Тошкент 2013
4. Douglas Giancoli. Physics a General Course. 2010 year. Chapter 1-43.
5. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. 2 том, М., Академия, 2003
6. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Умумий физика курси 2- том. Тошкент, 1998
7. Савельев. И.В. Курс общей физики, 2 том, М., Наука, 1988.
8. Калашников С.Г. Электричество Издательство «НАУКА» Москва 1964
9. www.bilimdon.uz – Сайт Министерство высшего и среднего специального образования Республики Узбекистан.
10. www.de.uz. – Сайт системы дистанционного
11. <http://www.rsl.ru/> -Российская Государственная библиотека.
12. <http://www.msu.ru/> - МГУ.
13. <http://www.mathcad.com>

MUNDARIJA

Kirish

I BOB Vakuumdagi elektr maydon

1 § Kulon qonuni	7
2 §. Elektr kattaliklarning o'lchov birliklari sistemasi	9
3 §. Elektr maydon. Maydon kuchlanganligi	11
4§ Kuchlanganlik chiziqlari. Elektr maydonni grafik ravishda tasvirlash	12
5 §. Kuchlanganlik oqimi. Ostrogradskiy – Gauss teoremasi	14
6 §. Maydon kuchlanganligini superpozitsiya metodi bilan hisoblash	18
7 §. Ostrogradskiy – Gauss teoremasining tatbiqi	23
8 §. Elektr maydon kuchlarining ishl. Potensial	29
9 §. Elektr maydon kuchlanganligi va potensial orasidagi bog'lanish	34
10 §. Dipol maydonining potentsiali	36

II BOB Elektr maydonda o'tkazgichlar.

1 §. O'tkazgich sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi	39
2 §. O'tkazgichlarning elektr sig'imi	41
3 §. Kondensatorlar va ularning sig'imi	44
4 §. Van – de – Graaf generatori	47

III BOB Dielektriklardagi elektr maydon

1 §. Dielektriklardagi maydon kuchlanganligi	49
2 §. Dielektriklar. Dielektrik doimiy	50
3 §. Dielektriklarning qutblanishi. Qutblanish vektori	52
4 §. Elektrostatik induksiya vektori	57
5 §. Dielektriklar uchun Ostrogradskiy – Gauss teoremasining ifodasi	59
6 §. Segnetoelektriklar	61
7 §. Pezoelektr effekt	66

IV BOB Elektr maydon energiyasi

1 §. Zaryadlar sisgemasining energiyasi	66
2 §. Zaryadli yakkalangan o'tkazgichning energiyasi	67
3 §. Zaryadlangan kondensatorning energiyasi	69
4 §. Elektrostatik maydon energiyasi	71

V BOB O'zgarmas elektr toki

1 §. Elektr tokining xarakteristiklari	73
2 §. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni	75
3 §. Om qonunining differensial ko'rinishi	76
4 §. Berk zanjirdagi o'zgarmas tok	78
5 §. Qarshilikning temperaturaga bog'liqligi	80
6 §. O'ta o'tkazuvchanlik	81

7 §. Joul- Lens qonuni va uning differensial ko'rinishi	82
8 §. Klrxfog qoidolari	85
VI BOB Elektr o'tkazuvchanlikning klassik elektron nazariyasi	
1 §. Metallarning elektron o'tkazuvchanligini ko'rsatadigan tajribalar	89
2 §. Klassik elektron nazariyada Om va Joul-Lens qonunlari	92
3 §. Metallarning elektr o'tkazuvchanligi va Issiqlik o'tkazuvchanligi orasidagi bog'lanish. Videman-Frans qonuni	95
4 §. Metallar o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasining qiyinchiliklari	96
5 §. Termoelektron emissiya. 3/2 qonuni. Richardson Deshmen formulasi	99
6 §. Elektronlarning metallardan chiqish ishi. kontakt potentsiallar ayirmasi. Volta qonunlari. Ichki va tashqi kontakt potentsiallar ayirmasi	102
7 §. Termoelektrik hodisalar	107
VII BOB Turli muhitlarda elektr toki	
1 §. Yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi	113
2 §. Elektrolitlarda tok	114
3 §. Elektrolitik dissotsiatsiya	118
4 §. Gazlarning elektr o'tkazuvchanligi	119
5 §. Mustaqil bo'lmagan gaz razryadi	122
6 §. Mustaqil gaz razryadi	123
7 §. Mustaqil gaz razryadlarining turlari	124
VIII BOB Vakuumdagi magnit maydoni	
1 §. Magnit maydoni	127
2 §. Bio-Savar-Laplas qonuni	131
3 §. To'g'ri chiziqli tokli o'tkazgichning magnit maydoni	135
4 §. Aylanma tokning markazidagi magnit maydon	138
IX BOB Magnit maydonning ta'sirlari	
1 §. Amper qonuni	140
2 §. Lorens kuchi	143
3 §. Xoll effekti	145
4 §. Bir jinsli magnit maydonda zaryadlangan zarralarning harakati	148
5 §. Parallel toklarning o'zaro ta'siri	151
6 §. Zaryadlangan zarralar tezlatkichlari. Siklatron	153
7 §. Magnit oqimi	155
8 §. Magnit maydonda tokli o'tkazgichni va tokli konturni ko'chirishda bajarilgan ish	156

X BOB Elektromagnit induksiya

1 §. Elektromagnit induksiyaning asosiy qonunlari. Faradey qonuni.....	160
2 §. Lens qonuni.....	162
3 §. Induksiya elektr yurituvchi kuchini aniqlash.....	164
4 §. O'zinduksiya hodisasi. uzilish va ulanish ekstratoklari	165
5 §. O'zaro Induksiya hodisasi	168
6 §. Fuko toklari yoki uyirmavly toklar.....	170
7 §. O'zaro Induksiyaning texnikada qo'llanilishi. Transformator.....	171

XI BOB Magnetiklar

1 §. Atomlar va elektronlarning magnit momentlari.....	174
2 §. Bir jinsli maydondagi dia va paramagnetiklar	175
3 §. Ferromagnetiklar. Domenlar.....	179

XII BOB Elektr tebranishlar

1 §. Xususiy elektr tebranishlar	183
2 §. Xususiy elektr tebranishlar tenglamasi	186
3 §. So'nuvchi elektromagnit tebranishlar.....	189

XIII BOB O'zgaruvchan tok

1 §. Kvazistatsionar toklar	193
2 §. Induktivlikdan o'tayotgan o'zgaruvchan tok.....	194
3 §. Sig'imdand o'tayotgan o'zgaruvchan tok	196
4 §. Induktivlik, qarshilik va sig'imga ega bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjiri.....	198

XIV BOB Elektrodinamika asoslari

1 §. To'la tok qonuni	201
2 §. Maksvellning birinchi tenglamasi	205
3 §. Siljish toki. Maksvellning ikkinchi tenglamasi	206

XV BOB To'liqlar.

1 §. Elektromagnit to'liqlar	211
2 §. O'tkazgich bo'ylab tarqaluvchi elektromagnit impuls.....	212
3 §. Elektromagnit to'liqlar tenglamasi	214
4 §. Elektromagnit to'liqlar energiyasi. Umov-Poynting vektori	217
5 §. Radioaloqaning kashf etilishi	219
Elektr va magnetizm bo'limiga doir mustahkamlash masalalari	221
Adabiyotlar	244

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIIY VA O'RTA MAXSUQ
TA'LIM VAZIRLIGI**

SAIDAXMEDOVA Z. V., XUDAYBERDIYEVA A. I.

**FIZIKA
(elektr va magnetizm)
o'quv qo'llanma**

**Bichimi 60x84¹/₁₆. Raqamli bosma usuli. Times garniturası.
Shartli bosma tabog'i: 15,5. Adadi 100 nusxa. Buyurtma № 198.**

Guvohnoma № 10-3719

**"Toshkent kimyo texnologiya instituti" bosmaxonasida chop etilgan.
Bosmaxona manzili: 100011, Toshkent sh., Navoiy ko'chasi, 32-uy.**