



**FARG'ONA
POLITEKNIKA
INSTITUTI**

FIZIKA KURSI

***ELEKTROMAGNETIZM, TEBRANISHLAR VA
TO'LQINLAR BO'LIMLARIDAN***

MA'RUZALAR MATNI

II - qism

O‘zbekiston Respublikasi
Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligi

Farg‘ona politexnika institute

Fizika kafedrası

FIZIKA KURSI

**«ELEKTROMAGNETIZM, TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR»
BO‘LIMLARIDAN**

MA‘RUZALAR MATNI

2

**Institut Uslubiy Kengashi
tomonidan tasdiqlangan
bayon № 6 4.08. 2013 yil**

Farg‘ona – 2013

Ushbu ma'ruzalar matni fizika kursi 2 semestr davomida o'rganiladigan bakalavriatning texnika yo'nalishlari bo'yicha ta'lim olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan. Bunda fizika kursining elektromagnetizm, tebranish va to'lqinlar bo'limlariga bag'ishlangan 18 ta ma'ruza matnlari keltirilgan.

Ushbu ma'ruzalar matni O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining o'quv uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan "Professional oily ta'lim Davlat Standarti" ga binoan oily texnika ta'lim yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlar tayyorlash uchun ishlab chiqilgan fizikadan 2 semestrlik o'quv dasturining 1 va 2-semestriga moslab tuzilgan.

Kafedra uslubiy seminarida muhokama
qilingan (7-bayonnoma, 12-aprel 2013 y.)
Fakultet uslubiy komissiyasi chop etish
uchun tavsiya etgan (6-bayonnoma, 20-
aprel 2013 yil).

Tuzuvchilar:

dots. Xaydarov A.X.
dots. Mirzajonov Z.

Taqrizchi:

dots. Xaydarov Z.

Mas'ul muharrir:

prof. Yuldashev N.X.

SO‘Z BOSHI

XXI asrda ilmiy-texnikaviy inqilobning yanada shiddatli ravishda o‘sishi oliy texnika o‘quv yurtlarida fizika kursining mazmunini tubdan qayta ko‘rib chiqishni taqozo etmoqda. Zamonaviy muhandisdan faqat klassik fizikadagina emas, balki hozirgi zamon fizikasi (kvant mexanikasi va elektronikasi, qattiq jisimlar fizikasi va boshqalar) dan ham chuqur bilimlar talab qilinmoqda. Biroq davrimizning asosiy xususiyati — axborotlar texnologiyasi va ko‘laming tez kengayib borishi, vaqt tanqisligi esa katta hajmdagi o‘quv adabiyotlariga ehtiyojni kamaytirib, asosiy mahlumotlarni mujassamlashtirgan ixcham va uslubiy jihatdan yuqori did bilan tuzilgan qo‘llanmalarga zaruriyat tug‘dirmoqda.

Shu munosabat bilan Farg‘ona politexnika instituti «Fizika» kafedrasining professor–o‘qituvchilari uzoq yillar mobaynida muhandislikning turli yo‘nalishlari bo‘yicha tahsil olayotgan talabalarga o‘qigan mahruzalari asosida ushbu 3 jildidan iborat «Fizika kursidan mahruzalari matni» ni yaratishdi. U texnika oliy o‘quv yurtlarining fizika fani 3 semestr o‘qitiladigan bakalavriat yo‘nalishlarining talabalariga mo‘ljallangan bo‘lib, O‘zbekiston Respublikasi Oliy va O‘rta maxsus tahlim Vazirligining o‘quv–uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan fizikadan yangi namunaviy o‘quv dasturiga mos keladi. Har bir kitob bir o‘quv semestriga mo‘ljallangan bo‘lib, jami 54 ta ma‘ruzalar matnini o‘z ichiga oladi:

1-kitob: «Mexanika, molekulyar fizika va termodinamika».

2-kitob: «Elektromagnetizm, tebranishlar va to‘lqinlar».

3-kitob: «To‘lqin optikasi va kvant fizikasi».

Qo‘llanmani tayyorlashda mualliflar o‘zlarining ko‘p yillik tajribalariga tayanib, fizik tushunchalar va kattaliklar, hodisalar va qonunlarning fizik mohiyatlarini sodda va ravon tilda qiziqarli tarzda bayon qilishga harakat qildilar. Matematik saviya bo‘yicha «Mahruzalari matni» oliy texnika o‘quv yurtlari birinchi bosqich talabalarining matematik tayyorgarligiga mos keladi. Ayrim joylarda zaruriyat tug‘ilganda muhim matematik ifodalar keltirib chiqarilgan yoki izoh berilgan. Har bir ma‘ruza tegishli «Reja», «Tayanch so‘zlar va iboralar», «Mustaxkamlash uchun savollar» va «Asosiy adabiyotlar» bilan taominlangan.

Ma‘ruzalar matnining qo‘lyozmasini komp’yuter grafikasiga o‘tkazishdagi beminnat xizmatlari uchun fizika kafedrasini muxandislari Abdumalikova Z. va Yuldasheva S.larga mualliflar tashakkur bildiradilar. Shuningdek, mualliflar ushbu «Ma‘ruzalar matni» ning mazmunini yaxshilashga qaratilgan barcha fikr-mulohazalarni chuqur minnatdorchilik bilan qabul qiladilar.

Mas’ul muharrir.

1-MA'RUZA. VAKUUMDAGI ELEKTR MAYDONI

Reja:

1. Klassik elektrodinamika fani. Elektr zaryadi va uning saqlanish qonuni. Kulon qonuni.
2. Elektr maydoni. Nuqtaviy maydon kuchlanganligi.
3. Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipli. Dipol maydoni.

Tayanch so'z va iboralar: Zaryadlanish, elektroneytral jismlar, elementar zaryad, zaryad saqlanish qonuni, nuqtaviy zaryad, Kulon qonuni, elektr maydoni, sinash zaryadi, elektr maydon kuchlanganligi, maydonlar superpozitsiya printsipli, elektr dipoli, dipol momenti.

1. Klassik elektrodinamika fani. Elektr zaryadi va uning saqlanish qonuni. Kulon qonuni.

Klassik fizikaning elektromagnit maydon qonunlarini o'rganad-gan bo'limiga elektrodinamika deyiladi. Zaryadlangan zarrachalarni yoki jismlarni o'zaro ta'siri elektromagnit maydon vositasida amalga oshiriladi. Elektromagnit maydon bir-biri bilan o'zaro bog'liq bo'lgan elektr va magnit maydonlari to'plamidan iborat.

Elektr maydonining muhim xossalardan biri shuki, u faqat zaryadlangan jismlarga kuch bilan ta'sir qiladi. Ta'sir darajasi zaryadning harakat tezligiga bog'liq emas. Magnit maydonining muxim xossasi shundan iboratki, u faqat harakatlanayotgan elektr zaryadga ta'sir qiladi. Uning ta'sir darajasi zaryadning tezligiga to'g'ri proportsional bo'lib, zaryadning harakat yo'nalishiga tik yo'nalgan.

Elektr maydonning mavjudligini shu maydonga joylashtirilgan qo'zg'almas elektr zaryadiga bo'lgan ta'siriga qarab bilib olish mumkin.

Qo'zg'almas elektr zaryadlarning elektrostatik maydon nazariyasi elektrodinamikaning elektrostatika bo'limida o'rganiladi.

Bizga ma'lumki, barcha jismlar zarrachalardan - atom va molekulalardan tuzilgan. Atomlar esa o'z navbatida musbat zaryadlangan yadro va uning atrofida harakatlanadigan elektronlardan, yadro esa musbat zaryadlangan proton va zaryadsiz neytronlardan tashkil topgan.

Neytral atomlarda elektronlar soni yadrodagi protonlar soniga teng bo'ladi.

Elektron manfiy, yadro esa musbat zaryadlidir. Amerika olimi R. Milliken va rus olimi A.F.Ioffe elektronni manfiy zaryadli ekanligini va uning zaryad miqdori $e = - 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl, massasi esa $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kgga tengligini tajribada isbotlaganlar. Keyinchalik yadro tarkibiga kiruvchi protonning zaryadi ham elektronning zaryadiga miqdoran teng, ammo ishorasi musbat $e = + 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl va massasi esa $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg ekanligi va tabiatda faqat ikki turdagi, ya'ni manfiy va musbat zaryadlar mavjudligi isbotlangan. Shu zaryadlardan biri ortiq yoki kam bo'lsa jism zaryadlanib qoladi. Fizika fani taraqqiyotining hozirgi kun bosqichida elektron va protonlarning zaryadi eng kichik elementar zaryad bo'lib, har qanday zaryadlangan jismning zaryadi elektron yoki protonning zaryadiga karrali bo'ladi, ya'ni kvantlangan bo'ladi. Demak, jismlarning zaryadi faqat $0, \pm e, \pm 2e, \pm 3e, \dots, \pm Ne$ qiymatlarga ega bo'ladi, ya'ni

$$q = \pm Ne \quad (1.1)$$

Bir xil ishorali zaryadlangan jismlar bir-birlaridan qochishadi, turli ishoralilari esa bir-birlari bilan tortishadi.

Tajriba hulosalari umumlashtirish natijasida M.Faradey (1791-1867) tabiatning fundamental qonuni - zaryadlarning saqlanish qonunini kashf etdi. Unga muvofiq yakkalangan sistemada elektr zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmaydi,

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \sum q_i = \text{const} \quad (1.2)$$

Zaryad miqdori turli inertial sanoq sistemalarida o'lchanganda ularning qiymatlari o'zgarmasligi isbotlangan. Demak, elektr zaryadi relyativistik invariantdir degan xulosaga kelamiz, ya'ni zar-yad miqdori uning harakat tezligiga bog'liq emas. Elektr zaryadi yo'qolishi ham, yangidan hosil bo'lishi ham mumkin. Ammo doimo qarama-qarshi ishorali ikkita elementar zaryad yo'qoladi yoki hosil bo'ladi.

Kulon qonuni: Elektrostatikaning asosiy qonuni - zaryadlangan ikkita qo'zg'almas nuqtaviy jismlar orasidagi o'zaro ta'sir qonunidir. Bu qonunni tajribida frantsuz fizigi Kulon 1785 yilda burama tarozi yordamida kashf qilgan.

Nuqtaviy elektr zaryadi tushunchasi ham mexanikada aytilgan moddiy nuqtaga o'hshash, ya'ni zaryad tashuvchi jismlar orasidagi masofaga qaraganda ularning o'lchamlarini hisobga olmasa ham bo'ladi va maydonni shu nuqtasida maydonni o'zgartirmaydi.

Qonun ta'rifi: Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadining o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashayotgan har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri va zaryadlar orasidagi masofani kvadratiga teskari proportsional, ya'ni

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (1.3)$$

vektor ko'rinishda

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}. \quad (1.4)$$

Agar zaryadlar bir jinsli muxitda joylashgan bo'lsa, u holda o'zaro ta'sir kuchi

$$F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}, \quad (1.5)$$

ϵ - muxitning dielektrik singdiruvchanligi deb ataladi. U o'lchamsiz kattalik bo'lib, zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi vakuumdagiga qaraganda berilgan muxitda necha marta kamayganligini ifodalaydi,

$$\epsilon = \frac{F_0}{F} \quad (1.6)$$

CI sistemasida o'lchov birliklarini muvofiqlashtirish koeffitsienti $k = 1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2/\text{Kl}^2$ ga teng. ϵ_0 - elektr doimiysi deyiladi. $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Kl}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$. Kulon qonuni $10^{-15} \text{ m} < r$ masofalarda yaxshi bajariladi, lekin $r < 10^{-16} \text{ m}$ da bu qonun to'g'ri bajarilmaydi.

Har qanday zaryadlangan jismni nuqtaviy zaryadlar to'plami sifatida qarash mumkin. Shuning uchun elektrostatik kuchlar bitta zaryadlangan jismning ikkinchi bir jismga ta'sirini ifodalab, bu birinchi jismni tashkil qilgan nuqtaviy zaryadlar tomonidan ikkinchi jismni tashkil qilgan nuqtaviy zaryadlarni har biriga ta'sir etuvchi kuchlarni geometrik yig'indisiga teng bo'ladi.

Ko'pincha zaryadlangan jismda zaryadlarni tekis taqsimlangan deb olish qulay, masalan, chiziq bo'ylab (ingichka simda), sirt bo'ylab (zaryadlangan o'tkazgichda), hajm

bo‘ylab. Bularga mos xolda zaryadlarning chiziqli, sirt va hajmiy zichligi degan tushunchalar kiritiladi.

Elektr zaryadining chiziqli zichligi:

$$\tau = \frac{dq}{d\ell}, \quad (1.7)$$

bunda dq - kichik $d\ell$ uzunlikdagi zaryadlangan ingichka simdagi zaryad miqdori.

Elektr zaryadining sirt zichligi:

$$\sigma = \frac{dq}{dS}, \quad (1.8)$$

bunda dq - zaryadlangan kichik dS sirtga to‘g‘ri keladigan zaryad miqdori.

Zaryadlarning hajmiy zichligi:

$$\rho = \frac{dq}{dV}, \quad (1.9)$$

bunda dq - zaryadlangan kichik dV xajmga mos keladigan zaryad miqdori.

$d\ell$, dS va dV larning o‘lchamlari qattiq jism atomlari orasidagi masofaga nisbatan ko‘p marta katta bo‘lishi kerak. Shu bilan birga bu elementar o‘lchamlar shunday kichik bo‘lishi kerakki, ulardagi zaryadlarning notekis taqsimlanishini hisobga olmaslik mumkin bo‘lsin.

2. Elektr maydoni. Nuqtaviy zaryad elektr maydon kuchlanganligi

Zaryadlar orasidagi o‘zaro ta’sir elektr maydoni orqali amalga oshiriladi. Har qanday zaryad atrofidagi fazoda elektr maydon hosil qiladi. Bunday maydonni unga boshqa biron musbat zaryadni joylashtirish orqali aniqlash mumkin. Bu musbat zaryadni



1.1-rasm

odatda “sinash” zaryadi deb ataladi. “Sinash” zaryadi q_0 ga maydon tomonidan ta’sir qiladigan kuchning darajasiga qarab shu maydonning intensivligi to‘g‘risida fikr yuritiladi. q zaryad hosil qilgan maydonni tekshiraylik. Buning uchun q zaryadga nisbatan $\vec{r}$

masofaga q_0 zaryadni joylashtiramiz (1.1-rasm), u holda q zaryad tomonidan q_0 ga

$$\vec{F} = q_0 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \right) \quad (1.10)$$

kuch ta’sir qiladi. Bu formuladan ko‘rinadiki $\vec{F}$ kuch q va r dan tashqari q_0 ga ham bog‘liq. Agar turli miqdordagi zaryadlarni olsak, ya’ni q_0' , q_0'' , . . . , larga mos holda $\vec{F}'_1, \vec{F}''_1, \dots$ kuchlar ta’sir qiladi. Lekin, $\vec{F}/q_0$ munosabat berilgan q va $\vec{r}$ lar ychun o‘zgarmas bo‘lib, shu nuqtadagi maydon kattaligini aniqlaydi. Bu kattalik

$$\vec{E} = \vec{F}/q_0 \quad (1.11)$$

q_0 zaryad turgan nuqtadagi elektr maydonining kuchlanganligi deyiladi. Elektr maydonining kuchlanganligi maydonning kuch xarakteristikasi bo‘lib, u maydonning mazkur nuqtasiga kiritilgan birlik musbat q_0 zaryadga ta’sir qiluvchi kuchni ifodalaydi. Agar elektr maydonini nuqtaviy q zaryad hosil qilayotgan bo‘lsa, undan $\vec{r}$ masofada joylashgan nuqtadagi maydonning kuchlanganligi quyidagicha bo‘ladi:

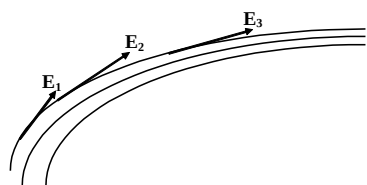
$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (1.12)$$

Kuchlanganlik birligi (1.11) formulaga asosan $[E] = 1 \text{ N/Kl}$ bo‘ladi va undan “sinash” zaryadi q_0 ga ta’sir etadigan kuch $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ topiladi. Bu formula maydonga kiritilgan ixtiyoriy zaryad uchun ham o‘rinlidir:

$$\vec{F} = q\vec{E}. \quad (1.13)$$

Agar q zaryad musbat bo'lsa, kuchning yo'nalishi $\vec{E}$ vektor yo'nalishiga mos keladi, agar q manfiy ishorali bo'lsa $\vec{F}$ va $\vec{E}$ vektorlar o'zaro qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

Elektrostatik maydonni maydonning turli nuqtalaridagi kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ yordamida tasvirlash juda noqulay. Bunda kuchlanganlik vektorlari bir-birlariga ustma-ust tushib juda murakkab, chalkash manzara hosil qiladi.



1.2-rasm

M.Faradey tomonidan elektrostatik maydonni kuch chiziqlari yorda-mida tasvirlash taklif qilingan. Kuchlanganlik chiziqlari (kuch chiziqlari) shunday chiziqlarki, uning biron nuqtasiga o'tkazilgan urinma maydonning shu nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yo'nalishiga mos tushadi (rasm 1.2).

Kuchlanganlikning qiymati esa shu nuqtaga kuch chiziqlariga perpendikulyar qilib joylashtirilgan birlik yuzadan o'tayotgan kuch chiziqlarining soniga teng. Kuchlanganlik chiziqlari bir-birlari bilan kesishmaydi, chunki $\vec{E}$ vektor faqat bitta aniq yo'nalishga ega bo'ladi.

1. Elektrostatik maydonning superpozitsiya printsipti.

Elektr dipolning maydon kuchlanganligi

Faraz qilaylik, $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar sistemasi elektr maydonini hosil qilsin. Natijaviy maydonning kuchlanganligi $\vec{E}$ ni qanday aniqlash mumkinligini ko'raylik.

Tajribalar ko'rsatadiki, kuchlarning mustaqillik printsipti Kulon kuchi uchun ham o'rinli bo'ladi. Demak, musbat "sinash" zaryadiga sistemani tashkil qilgan barcha zaryadlar tomonidan ta'sir etuvchi kuch

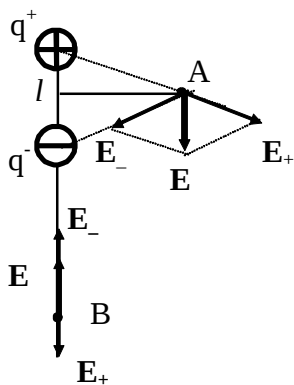
$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (1.14)$$

bo'ladi. (1.11) formulaga asosan

$$\vec{F}_i = q_0 \vec{E}_i.$$

Shuning uchun

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (1.15)$$



1.3-rasm

kelib chiqadi.

Mazkur ifoda elektrostatik maydonlar uchun superpozitsiya printsiptini ifodalaydi.

Superpozitsiya printsiptiga asosan ixtiyoriy qo'zg'almas zaryadlarning maydonini hisoblash mumkin. Agar maydon nuqtaviy bo'lmasa, uni doimo nuqtaviy zaryadlar to'plamiga keltirish mumkin. Bu printsipt asosida elektr dipolning maydonini hisoblaylik. Elektr dipoli deb, miqdori teng, lekin qarama-qarshi ishorali, bir-biridan ℓ masofada joylashgan $+q$ va $-q$ zaryadlar to'plamidan iborat sistemaga aytiladi (1.3-rasm).

$\vec{P} = q\vec{\ell}$ -dipolning elektr momenti, ℓ - ni dipolning elkasi deyiladi. Zaryadlarni tutashtiruvchi chiziqni dipol o'qi deyiladi.

Dipolning A va V nuqtalarda hosil qilgan maydonlarini superpozitsiya printsiptiga asosan xisoblaymiz. Buning uchun zaryadlar orasidagi masofa ℓ dipolning kuchlanganligi aniqlanadigan nuqtagacha bo'lgan masofaga nisbatan juda kichik deb olamiz, ya'ni $\ell \ll r$.

a). Dipol o'qi yo'nalishida joylashgan v nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligini hisoblash

V nuqtadagi natijali elektr maydoni kuchlanganligi ikkala zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganliklarining algebraik yig'indisiga teng

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- \quad (1.16)$$

+q zaryadning maydon uchun

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

- q zaryadning maydoni uchun

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

Bularni (1.16) ga qo'ysak

$$E_B = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2r\ell}{(r^2 - \ell^2/4)^2} \text{ bo'ladi,}$$

$\ell \ll r$ ekanligini xisobga olsak,

$$E_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2P}{r^3} \quad (1.17)$$

bo'ladi. Demak, V nuqtadagi natijaviy maydon (1.17) ko'rinishda hisoblanadi.

b). Dipol o'qiga tik bo'lgan a nuqtadagi maydon kuchlanganligini xisoblash

Buning uchun 1.3 - rasmdagi uchburchaklarni o'xshashligidan foydalanib,

$$\frac{E_A}{E_+} = \frac{\ell}{\sqrt{r^2 + (\ell/2)^2}}$$

munosabatni yozamiz.

Agar $r \gg \ell$ ekanligini hisobga olsak,

$$E_A = \frac{\ell}{r} E_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{P}{r^3} \quad (1.18)$$

hosil bo'ladi.

Bu ifoda A nuqtadagi elektr dipoli hosil qilgan natijaviy maydon kuchlanganligidir.

(1.18) bilan (1.17) ni solishtirsak

$$E_V = 2 E_A \quad (1.19)$$

ekanligini ko'ramiz.

Dipol o'qiga nisbatan ixtiyoriy nuqtadagi maydon kuchlanganligi esa

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{P}{r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \alpha} \quad (1.20)$$

formula bilan topiladi.

(1.20) formuladagi α burchak dipol o'qi bilan maydoni aniqlanayotgan nuqtaga o'tkazilgan chiziq orasidagi burchak.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Zaryad saqlanish qonuni deb nimaga aytiladiq
2. Kulon qonunini ta'riflang.
3. Qanday shartlar bajarilganda ikkita zaryadlangan jismlarning o'zaro ta'sir kuchini Kulon qonuni bilan topish mumkin
4. Elektr maydonini belgilovchi asosiy kattaliklarini ayting.
5. Amalda elektr maydoni mavjudligini qanday bilish mumkin
6. Elektr dipoli deb nimaga aytiladi.

ADABIYOTLAR

1. G'.Abdullaev. Fizika. 1989 y, 7 bob.
2. A.A.Detlaf, B.M.YAvorskiy. Kurs fiziki. 1989 g, 13 bob.
3. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 2 k. 1988 y. §§ 1-3.
4. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. 1985 g. §§ 77-80.
5. A.S.Safarov. Umumiy fizika kursi. Elektromagnetizm va to'liqlar. 1992 y. 1 bob. §§ 1.1-1.4.
6. L.A. Gribov, N.I. Prokof'eva. Osnovi fiziki. M. 1998. §§ 7.1,7.2

2 – MA'RUZA. ELEKTROSTATIK MAYDON POTENTIALI

Reja:

1. Elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish.
2. Nuqtaviy zaryad va zaryadlar sistemasi maydonlarining potentsiali.
3. Ekvipotentsial sirtlar. Maydon potentsiali va kuchlanganlik orasidagi bog'lanish.

Tayanch so'z va iboralar: *sinash zaryadi, elektr maydon, maydon kuchlanganligi, potentsial, potentsial gradienti, ekvipotentsial sirt, elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish, potentsial birligi - volt, nuqtaviy zaryad potentsiali, maydon kuchlanganligi vektorining tsirkulyatsiyasi.*

1. Elektrostatik maydonda bajarilgan ish

Agar vakuumdagi q zaryad maydonida boshqa bir q_0 zaryad 2.1-rasmdagidek bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ixtiyoriy traektoriya bo'ylab ko'chirilsa, u holda maydon kuchlari ish bajaradi. Bu kuchlarning elementar $d\ell$ ko'chishda bajargan ishi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$dA = Fd\ell \cos\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} d\ell \cos\alpha \quad (2.1)$$

$d\ell \cos\alpha = dr$ bo'lganligi uchun

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} dr \quad (2.2)$$

q_0 zaryadni 1→2 yo'nalishda ko'chirishda bajarilgan to'la ish

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.3)$$

ga teng bo'lib, traektoriyaning shakliga bog'liq bo'lmasdan zaryadning maydondagi dastlabki va oxirgi holatlariga bog'liq. Demak, elektrostatik maydon potentsial maydon hisoblanadi, elektrostatik kuchlar esa konservativ kuchlardir.

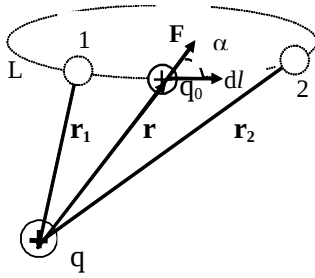
Potentsial maydonda zaryadni berk kontur bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng, ya'ni

$$\oint_L dA = 0$$

yoki

$$\oint dA = \oint F d\ell \cos \alpha = \oint q_0 \vec{E} d\vec{\ell} \quad (2.4)$$

agar $q_0=1$ ga teng desak.



2.1-rasm

$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = \oint_L E_L d\ell = 0 \quad (2.5)$$

(2.5) integralni elektr maydon kuchlanganligi vektorining tsirkulyatsiyasi deyiladi. Shunday qilib, elektr maydon - potentsial maydondir va bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng bo'ladi. (2.5) ifodadan har qanday elektrostatik maydon - potentsial maydon va maydon kuchlanganligining chiziqlari berk bo'lmaydi degan xulosa chiqadi.

2. Nuqtaviy zaryad va zaryadlar tizimi maydonlarning potentsiali.

Potentsial maydonda joylashgan jism potentsial energiyaga ega bo'ladi va maydon kuchlari ta'sirida ish bajaradi. (2.3) formula bilan ifodalangan ish potentsial maydon energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi, bundan foydalanib q_0 zaryadning potentsial energiyasini aniqlash mumkin, ya'ni

$$A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r_2} = W_{n1} - W_{n2}. \quad (2.6)$$

q_0 zaryadni potentsial energiyasi

$$W_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r},$$

bo'ladi. Agar maydonni zaryadlar sistemasi hosil qilsa, sistemaning potentsial energiyasi

$$W_n = \sum_{i=1}^n W_{ni} = q_0 \sum \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i}. \quad (2.7)$$

Agar zaryadlar sistemasi fazoda uzluksiz taqsimlangan bo'lsa, bunday sistemaning maydon kuchlanganligi uchun quyidagi formula o'rinli bo'ladi:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} \quad (2.8)$$

Ana shunday, zaryadlar sistemasining potentsial energiyasi esa

$$W_n = q_0 \int \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r} + C. \quad (2.9)$$

bunda integral sistemaning to'la q zaryadi bo'yicha olinadi, S - integrallash doimiysi bo'lib, uning qiymati elektrostatik maydondagi q_0 zaryadning potentsial energiyasining sanoq boshini tanlanishiga bog'liq holda olinadi. Chekli sohani qamrab olgan zaryadlar

sistemasi uchun q_0 zaryadning potentsial energiyasi nolga teng bo'lgan nuqta sifatida zaryadlar sistemasidan cheksiz uzoqda bo'lgan nuqta olinadi va bu hol uchun $S=0$ deb qabul qilinadi.

Bunday sanoq sistemasida zaryadlar sistemasining potentsial energiyasi quyidagi ko'rinishda topiladi:

$$W_n = q_0 \int_{(q)} \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.10)$$

(2.6) yoki (2.10) formuladan ko'rinadiki W_n/q_0 munosabat q_0 ga bog'liq bo'lmaydi. Shuning uchun uni q zaryad maydonining potentsiali deb ataladi, u elektrostatik maydonning energetik harakteristikasi bo'ladi, ya'ni

$$\varphi = W_n/q_0. \quad (2.11)$$

Demak, elektrostatik maydonning berilgan nuqtadagi potentsiali deganda maydonning shu nuqtasiga olib kirilgan musbat ($+q_0=1$) birlik zaryadning potentsial energiyasi tushiniladi.

(2.6) ga asosan nuqtaviy zaryadning va zaryadlar sistemasining potentsiali

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad \text{va} \quad \varphi = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i} \quad (2.12)$$

formula bilan ifodalanadi.

Bulardan foydalanib, (2.6) formulani quyidagicha yozish mumkin.

$$A_{12} = W_{n1} - W_{n2} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.13)$$

(2.3) formulani (2.4) ga asosan

$$A_{12} = \int_1^2 q_0 \vec{E} d\vec{\ell}$$

desak,

(2.13) ga ko'ra

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{\ell} \quad (2.14)$$

hosil bo'ladi. Agar q_0 zaryadni maydonning istalgan nuqtasiga cheksizlikdan olib kelinsa, u holda bajarilgan ish $A_\infty = q_0\varphi$, chunki, $\varphi_\infty = 0$ bundan

$$\varphi = A_\infty/q_0 \quad (2.15)$$

formula kelib chiqadi.

Demak, elektr maydoni ixtiyoriy nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtadan $q_0=+1$ zaryadni cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish bi-lan harakterlanuvchi kattalik tushuniladi.

Potentsialning o'lchov birligi sifatida elektr maydonining shunday nuqtasini birligi qabul qilinganki, bu nuqtadan 1 Kl zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun 1 J ish bajarish kerak.

Elektr maydonining bunday nuqtasining potentsiali 1 volt (V) deyiladi.

(2.15) formuladan potentsialni o'lchov birligi

$$[\varphi] = 1 \text{ J/Kl} = 1 \text{ Volt} = 1 \text{ V}$$

kelib chiqadi. (2.12) formuladan ko'rinadiki, agar maydonni zaryadlar sistemasi hosil qilayotgan bo'lsa, maydon potentsiali shu zaryadlar maydon potentsiallarining algebraik yig'indisiga teng, ya'ni

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = \sum_{i=1}^n \varphi_i. \quad (2.16)$$

Potentsial maydonning mana shu xossasi, maydonni kuch xarakteristikasini ifodalovchi kuchlanganlikdan ustun turadi, chunki potentsial skalyar kattalik, kuchlanganlik esa vektor kattalikdir.

3. Maydon potentsiali va kuchlanganlik orasidagi bog‘lanish. ekvipotentsional sirtlar.

Maydonning kuch xarakteristikasini ifodalovchi maydon kuchlanganligi bilan uning energetik xarakteristikasini ifodalovchi potentsial orasidagi bog‘lanishni aniqlaymiz.

Birlik q_0 musbat zaryadni x o‘qi bo‘ylab, juda kichik $x_2 - x_1 = dx$ masofaga ko‘chirishda bajarilgan ish

$$dA = q_0 E_x dx \quad (2.17)$$

yoki

$$dA = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.18)$$

ko‘rinishlarda ifodalanishi mumkin.

Shartga ko‘ra $q_0 = +1$, bo‘lganda,

$$dA = E_x dx$$

yoki

$$dA = (\varphi_1 - \varphi_2) = -d\varphi$$

xosil bo‘ladi.

Bularni tenglashtirib

$$E_x dx = -d\varphi$$

formulani topamiz, yoki

$$E_x = -d\varphi/dx.$$

Bunda, $\vec{E}$ maydon kuchlanganligi boshqa koordinatalarga ham bog‘liq bo‘lganligi uchun, hosila belgisini xususiy hosila belgisi bilan almashtiramiz, yaoni

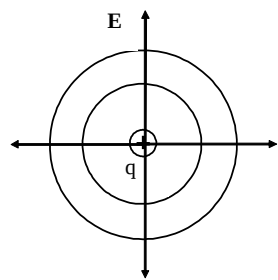
$$E_x = -\partial\varphi/\partial x \quad (2.19)$$

Agar u va z o‘qlarini ham hisobga olsak (2.16) formulani

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \vec{k} \right) \quad (2.20)$$

deb yozamiz. (2.20) formula elektr maydon kuchlanganlik chizig‘i yo‘nalishida potentsialning o‘zgarish tezligini ifodalaydi va potentsial gradienti deb ataladi

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi. \quad (2.21)$$



2.2-rasm

Formuladagi manfiy ishora $\vec{E}$ vektor fazoning berilgan nuqtasida potentsial eng tez ortib boradigan tomonga teskari yo‘nalganini ko‘rsatadi.

Kuchlanganlik birligi (2.19) formuladan aniqlanadi, ya’ni

$$[E] = [\varphi/L] = [V/m].$$

Bu birlik (V/m) - kuchlanganlik chizig‘i bo‘ylab bir-biridan 1 m uzoqlikda joylashgan ikki nuqtaning potentsiallar farqi 1 V bo‘lgan bir jinsli maydon kuchlanganligidir. Bunday maydonga kiritilgan 1 Kl zaryadga 1N kuch ta’sir etadi.

Elektrostatik maydon potentsialining taqsimlanishini grafik ravishda izohlash uchun ekvipotentsial sirtlardan foydalaniladi. Ekvipotentsial sirtlar deb, shunday sirtlarga aytiladiki, bu sirtni ixtiyoriy nuqtasida elektrostatik maydon potentsial bir xil qiymatga ega bo'ladi, ya'ni

$$\varphi = \text{const} . \quad (2.22)$$

Masalan, $+q$ nuqtaviy zaryad uchun ekvipotentsial sirtlar markazi shu nuqtaviy zaryadda joylashgan konsentrik sferalardan iboratdir (rasm-2.2). Kuchlanganlik chiziqlari doimo ekvipotentsial sirtga perpendikulyar bo'ladi.

$$E = - \frac{d\varphi}{dx}$$

formuladan foydalanib turli shakldagi zaryadlangan jismlarning potentsialini hisoblash mumkin.

» «

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Elektrostatik maydon potentsialini ta'riflang.
2. Elektrostatik maydon kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasining ma'nosini ayting.
3. Ekvipotentsial sirt deb qanday sirtga aytiladi?
4. Elektr maydonining potentsiali va kuchlanganligi qanday bog'langan?

ADABIYOTLAR

1. G'Abdullaev. Fizika. 1989 y, 7 bob, § 7
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. 1989 g, §13.4
3. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 2 k. 1988 y. §§ 5,6.
4. T.I.Trafimova. Kurs fiziki. 1985 g. §§ 80-85
5. A.S.Safarov. Umumiy fizika kursi. Elektromagnetizm va to'lqinlar. 1992 y. 1 bob. §§ 1.5-1.6.
6. L.A. Gribov, N.I. Prokof'eva. Osnovi fiziki. M. 1998. §§ 7.1, 7.2

3-MA'RUZA: VAKUUMDAGI ELEKTROSTATIK MAYDON UCHUN GAUSS TEOREMASI

Reja:

1. Elektrostatik maydon kuchlanganligining oqimi. Gauss teoremasi.
2. Turli shakldagi zaryadlangan jismlarning elektr maydon kuchlanganligi va potentsialini Gauss teoremasidan foydalanib hisoblash.

Tayanch so'z va iboralar: Elektrostatik maydon, kuchlanganlik, kuchlanganlik chiziqlari, kuchlanganlik oqimi, Gauss teoremasi, bir jinsli maydon, zaryadlangan cheksiz tekislik, zaryadlangan sfera, zaryadlangan shar, zaryadlangan tsilindir.

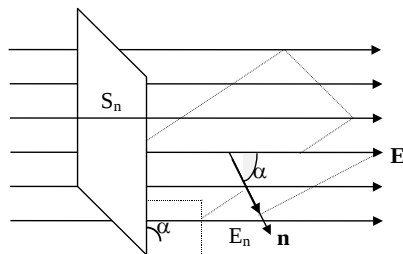
1. Elektrostatik maydon kuchlanganligining oqimi. Gauss teoremasi.

Elektrostatik maydonni maydon kuch chiziqlari (kuchlanganlik chiziqlari) yordamida tasvirlash mumkin.

S - yuzadan tik o'tuvchi kuch chiziqlari soni F_E elektrostatik maydon kuchlanganlik vektori oqimiga teng bo'lib,

$$F_E = \int_S E_n dS \quad (3.1)$$

formula bilan aniqlanadi, bunda E_n - $\vec{E}$ vektorning S yuzaga o'tkazilgan $\vec{n}$ normalga proektsiyasi (3.1 - rasm).



3.1-rasm

Rasmdan ko'rinadiki, S yuza va uning S_n proektsiyasi orqali bir xil kuchlanganlik chiziqlari o'tadi, yaoni

$$F_E = ES \cos \alpha$$

yoki

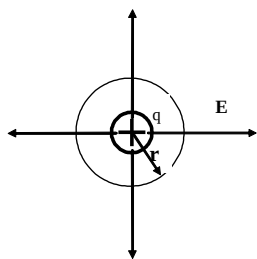
$$F_E = E_n S, \quad \text{yoki} \quad F_E = ES_n, \quad (3.2)$$

bunda α - $\vec{E}$ va $\vec{n}$ vektorlar orasidagi burchak.

Kulon qonuni va elektrostatik maydonlarning superpozitsiya printsipi ixtiyoriy nuqtaviy zaryadlar sistemasini hisoblash imkonini beradi. Zaryadlar uzluksiz taqsimlangan hol uchun

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

yig'indi integralga almashtiriladi. Lekin, bu integralni hisoblash juda murakkab matematik masala hisoblanadi. Shuning uchun xisoblashni soddalashtiradigan turli hil usullar ishlab chiqilgan. Shunday amaliy jixatidan muxim va sodda usullardan biri elektrostatik maydonlarni xisoblashga Gauss teoremasini qo'llashdir.



3.2-rasm

Gauss teoremasi ichida elektr zaryadi joylashgan berk sirt orqali maydon kuchlanganligi vektori oqimini hisoblashga imkon beradi.

Faraz qilaylik, ichi bo'sh radiusi r bo'lgan sharning markazida nuqtaviy zaryad joylashgan bo'lsin. Nuqtaviy zaryadning r masofadagi kuchlanganligi (3.2-rasm)

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (3.3)$$

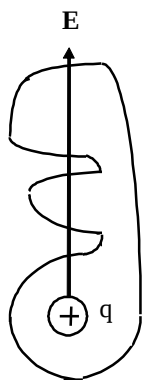
Shu r radiusli sferik sirtidan o'tuvchi kuchlanganlik oqimi

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \int_S \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{dS}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{4\pi r^2}{r^2} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (3.4)$$

yoki

$$\Phi_E = ES = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (3.5)$$

Bu ifoda faqat sferik sirt uchungina emas, balki nuqtaviy zaryadni o'rab turgan ixtiyoriy ko'rinishdagi berk sirt uchun ham o'rindir. Agar berk sirt 3.3-rasmdagidek ixtiyoriy ko'rinishda bo'lsa ham kuch chiziqlari sirtga kiradi va undan chiqadi.



3.3-rasm

Superpozitsiya printsipliga asosan, zaryadlar sistemasi maydonining kuchlanganligi

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i,$$

u holda $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar sistemasini o'rab turgan ixtiyoriy yopiq sirt orqali o'tuvchi kuchlanganlik oqimi

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = \oint_S \left(\sum \vec{E}_i \right) d\vec{S} = \sum_i \oint_S \vec{E}_i d\vec{S} \quad (3.6)$$

(3.5) ga ko'ra har bir integral q_i/ϵ_0 ga teng

$$\Phi_E = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i^n q_i. \quad (3.7)$$

Bu formula vakuumdagi elektr maydon potentsiali uchun Gauss teoremasini ifodalaydi.

Demak, elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy shakldagi berk (yopiq) sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlarning algebraik yig'indisini ϵ_0 ga bo'lgan nisbatiga teng.

Gauss teoremasi yordamida turli shakldagi zaryadlangan jismlarni maydon kuchlanganliklarini va potentsiallarini hisoblash mumkin.

2. Turli shakldagi zaryadlangan jismlarning elektr maydoni kuchlanganligi va potentsialini Gauss teoremasidan foydalanib hisoblash

a). Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon kuchlanganligini va potentsialini xisoblash.

Cheksiz tekislik $+\sigma$ zaryad zichligi bilan bir tekis zaryadlangan bo'lsin, ya'ni

$$\sigma = \frac{dq}{dS} = \text{const.} \quad (3.8)$$

Bu tekislikka perpendikulyar bo'lgan (3.4-rasm) asosi dS ga teng silindr olaylik. Tekislik silindrni teng ikkiga bo'ladi. Silindrning har bir asosi orqali o'tadigan kuchlanganlik oqimi $E dS$ ga teng bo'lganligi uchun silindrik sirt orqali o'tgan to'la oqim Gauss teoremasiga asosan

$$F_E = 2EdS, \quad (3.9)$$

$$\Phi_E = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i = \frac{\sigma dS}{\epsilon_0}. \quad (3.10)$$

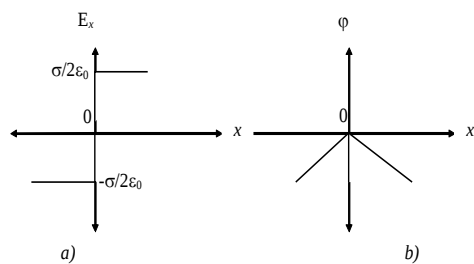
(3.9) va (3.10) ga ko'ra

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}, \quad (3.11)$$

bo'ladi. Maydonning ixtiyoriy nuqtasi uchun (3.11) formulani

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot \frac{x}{|x|}$$

ko‘rinishida yozish mumkin. Formuladan ko‘rinib turibdiki, $\vec{E}$ silindrning uzunligiga bog‘liq emas, ya’ni bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik bir jinsli maydon hosil qiladi, lekin maydonni bir tomonidan ikkinchi bir tomoniga o‘tganda $\vec{E}$ sakrash bilan o‘zgaradi. Maydon kuchlanganligi bilan maydon potentsiali orasida



3.5-rasm

$E_x = - (d\phi/dx)$ bo‘lganligi uchun $x=0$ va $x<0$ nuqtada maydon potentsialini nol deb faraz qilib, $x\geq 0$ nuqtalarda zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon potentsiali (3.11) ga asosan hisoblanadi, yaoni

$$\frac{d\phi}{dx} = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0}, \quad \phi = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot x \quad (3.12)$$

Umumiy holda, x ning ixtiyoriy qiymati uchun maydon potentsili

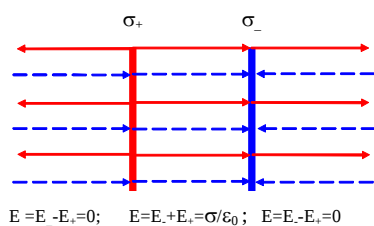
$$\phi = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \cdot |x| \quad (3.13)$$

ko‘rinishida hisoblanadi.

$\vec{E}$ va ϕ larning x ga bog‘lanish grafiklari $\sigma>0$ xol uchun, mos ravishda 3.5-rasmning a) va b) r qismlarida ko‘rsatilgan.

b). Ikkita turli ishorali zaryadlangan cheksiz parallel tekisliklar orasidagi maydon kuchlanganligi va potentsialini hisoblash.

Tekisliklar turli ishorali $+\sigma$ va $-\sigma$ zaryad zichliklari bilan bir tekis zaryadlangan bo‘lsin. Bu tekisliklarning maydon kuchlanganligi superpozitsiya printsipligiga asosan aniqlanadi. 3.6-rasmdan ko‘rinadiki, tekisliklarning chap va o‘ng tomonlarida maydon



3.6-rasm

kuch chiziqlari qarama-qarshi yo‘nalgan. Shuning uchun bu $x\leq 0$ va $x\geq d$ sohalarda natijaviy maydon kuchlanganligi $\vec{E}=0$ ga teng. Ikki tekislik orasida ($0\leq x\leq d$) esa, natijaviy maydon ikkala tekislik maydonlarining yig‘indisiga teng.

$$E = E_- + E_+ = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (3.14)$$

Ikki tekislik orasidagi hamma nuqtalarda elektr maydon kuchlanganligi σ ga bog‘liq bo‘ladi. Bu sohada kuch chiziqlari musbat zaryadlangan tekislikdan boshlanib manfiy zaryadlangan tekislikda tugaydi.

Bunday maydon, yaoni barcha nuqtalarda $\vec{E}$ ning qiymati va yo‘nalishi bir xil bo‘lgan maydon, bir jinsli maydon deb ataladi ($\vec{E} = \text{sonst}$). Sistemaning potentsiali $\phi(x)$ ni

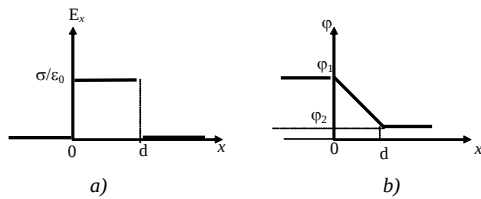
$$E_x = - d\phi/dx$$

tenglamani integrallash bilan topamiz, ya’ni $x\leq 0$ sohada $d\phi/dx=0$, $\phi=\phi(0) = \phi_1$

$0 \leq x \leq d$ sohada esa,

$$\frac{d\phi}{dx} = -\frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

desak



3.7-rasm

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\sigma}{\epsilon_0} x$$

Agar $x=d$ desak, $\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\sigma d}{\epsilon_0}$ bo'ladi.

$x \geq d$ sohada esa, $d\varphi/dx=0$, $\varphi=\varphi(d) = \varphi_2$

E_x va φ larning x ga bog'liq grafiklari 3.7-rasmda

keltirilgan.

v). Zaryadlangan shar maydoni kuchlanganligi va potentsialini hisoblash.

R radiusli shar bir tekis ρ hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo'lsin,

$$\rho = dq/dv.$$

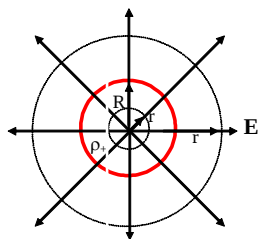
Agar $r > R$ bo'lsa, u holda sirt ichida barcha q zaryadlar joylashadi. Gauss teoremasiga asosan

$$F_E = ES = E \cdot 4\pi r^2 = q/\epsilon_0,$$

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \text{ bunda } r \geq R. \quad (3.15)$$

Agar $r=R$ bo'lsa, $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{\rho R}{3\epsilon_0}$ bo'ladi. Hajmiy zaryadlanganda shar ichida

maydon boshqacha bo'ladi, ya'ni $r < R$ radiusli sfera $q' = \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \rho$ zaryadni qamrab oladi. Gauss teoremasiga asosan



3.8-rasm

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

bo'ladi, agar

$$\rho = \frac{q}{v} = \frac{q}{4/3\pi R^3}$$

ekanligini hisobga olsak,

$$E = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \frac{\frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \frac{q}{4/3\pi R^3}}{\epsilon_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{R^3} = \frac{\rho r}{3\epsilon_0} (r \leq R) \quad (3.16)$$

Shunday qilib, bir tekis zaryadlangan shar tashqarisida maydon kuchlanganligi (3.15) formulaga, ichida esa (3.16) formulaga asosan aniqlanadi.

Sharining potentsiali esa

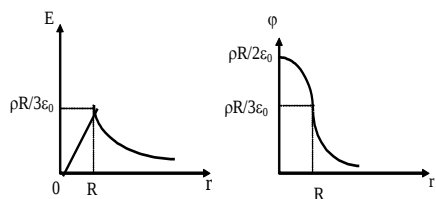
$$E = -d\varphi/dr$$

formuladan $r \geq R$ soha uchun $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$ ko'rinishda topiladi. Agar $r=R$ bo'lsa,

$$\varphi(R) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0}.$$

Agar $r < R$ bo'lsa, bu sohada potentsial

$$\varphi = \varphi(R) - \int_R^r E_2 d_2 = \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0} + \frac{\rho}{6\epsilon_0} (R^2 - r^2) \quad (3.17)$$



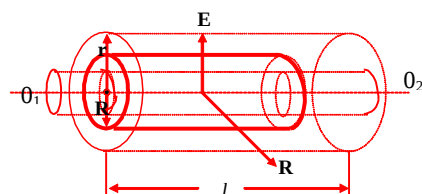
3.9-rasm

ko'rinishda aniqlanadi.

E va φ ning r ga bog'liq holda o'zgarish grafigi 3.9-rasmdagi a) va b) ko'rinishda bo'ladi.

g). Zaryadlangan cheksiz silindrning maydon kuchlanganligi va potentsialini hisoblash

R radiusli cheksiz silindr bir tekis $\tau = dq/d\ell$ chiziqli zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo'lsin. Uzunligi ℓ , radiusi r bo'lgan chekli tsilindr olaylik (3.10-rasm). Silindrning asoslaridan o'tadigan oqim nolga teng, yon yoqlaridan o'tadigan kuchlanganlik oqimi esa



3.10-rasm

$$F_E = 2\pi r \ell E$$

Gauss teoremasiga asosan $\ell > R$ xol uchun $F_E = \tau \ell / \epsilon_0$

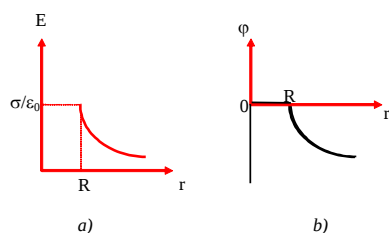
yoki maydon kuchlanganligi $E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{\sigma R}{\epsilon_0 r} \quad (r \geq R)$

bo'ladi.

Bu sohada maydon potentsiali

$$\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{R} = -\frac{\sigma R}{\epsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{R}$$

bo'ladi.



3.11-rasm

$r < R$ sohada $\sum q_i = 0$ bo'lganligi uchun $\vec{E} = 0$, $\varphi = \text{const}$ bo'ladi. Bu o'zgarmas sonni nolga teng deb olish qulay, chunki tsilindr o'qida ($O_1 O_2$) $\varphi = 0$ deb qabul qilinadi.

E_r va φ ni $\sigma > 0$ xol uchun r ga bog'liqlik grafigi mos ravishda 3.11-rasmning a) va b) qismlarida ko'rsatilgan.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Kuchlanganlik oqimini ta'riflang.
2. Gauss teoremasini ayting.
3. Qanday ko'rinishdagi zaryadlangan jismlarni maydonlarini Gauss teoremasi asosida hisoblash qulayq

ADABIYOTLAR

1. G'.Abdullaev. Fizika. 1989 y, 6 bob.
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. 1989 g, §§ 14.1-14.2
3. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 2 k. 1988. y. §§ 4.

4. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. 1985 g. §§ 81-82.
5. L.A. Gribov, N.I. Prokof'eva. Osnovi fiziki. M. 1998. §§ 7.1, 7.2
6. A.S.Safarov. Umumiy fizika kursi. Elektromagnetizm va to'liqlar. 1992 y. T., 1-bob, §§ 1.8 – 1.10.

4-MA'RUZA. ELEKTR MAYDONIDA DIELEKTRIKLAR

Reja:

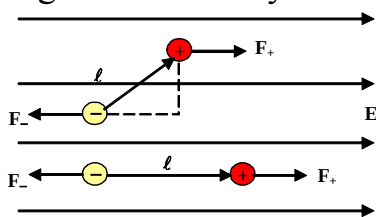
1. Dielektriklar va ularning qutblanishi.
2. Qutblanish vektori. Dielektrik singdiruvchanlik va uning temperaturaga bog'liqligi.
3. Bog'langan zaryadlar.
4. Dielektriklardagi elektr maydoni. Gauss teoremasi.
5. Ikkita dielektrik chegarasidagi chegaraviy shartlar.
6. Segnetoelektriklar.

Tayanch so'z va iboralar: atom, molekula, elektr dipol, dipol momenti, elastik dipol, dielektrik, qutbsiz va qutbli molekula, orientatsion qutblanish, deformatsion qutblanish, ionli qutblanish, qutblanish vektri, dielektrik qabul qiluvchanlik, bog'langan zaryadlar, izotrop dielektrik, elektr induksiya vektori, segnetoelektriklar, Kyuri nuqtasi.

1. Dielektriklar va ularning qutblanishi

O'zidan tok o'tkazmaydigan jismlarni dielektriklar (izolyatorlar) deb ataladi. Ideal izolyatorlar tabiatda mavjud emas, lekin bu jismlar o'tkazgichlarga qaraganda 10^{15} - 10^{20} marta kam tok o'tkazadi.

Agar dielektrikni elektr maydoniga olib kirsak, maydon ham, dielektrik ham o'zgaradi. Bunday holni tushinish uchun atom va molekulalar tarkibida musbat zaryadlangan yadro va manfiy zaryadlangan elektron borligini etiborga olishimiz kerak.



4.1-rasm

Har qanday molekula, natijaviy zaryadi nolga teng bo'lgan sistemadan iborat. Bunga elektr dipol misol bo'laoladi.

Elektr maydoni atom va molekulalardagi bog'langan zaryadlarga ham ma'lum darajada ta'sir ko'rsatadi. Bu holni dipol misolida ko'raylik. Agar elektr maydoni bir jinsli bo'lsa, zaryadlarga ta'sir qiluvchi kuchlar

$$\left. \begin{aligned} \vec{F}_+ &= +q\vec{E} \\ \vec{F}_- &= -q\vec{E} \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

son jihatidan o'zaro teng bo'lib, dipolga

$$M = F\ell \cos\alpha = qE\ell \cos\alpha = rE\cos\alpha \quad (4.2)$$

juft kuch momenti ta'sir etadi.

Agar maydon bir jinsli bo'lmasa, $\vec{M}$ dan tashqari dipolga

$\vec{F}_+ + \vec{F}_- = \vec{F}$ kuch ta'sir etib, bu kuch dipolni kuchlanganlik yo'nalgan tomonga qarab harakatga keltiradi. Kuch momenti $\vec{M}$ esa dipol momenti $\vec{r}$ ni tashqi maydon kuchlanganligi E ning yo'nalishi bo'ylab joylashtiradi.

Dielektriklarni tashkil qilgan molekulalarni elektr dipoliga qiyoslash mumkin. Dipolning musbat zaryadi, yadro zaryadlarining yig'indisiga teng bo'lib, u musbat zaryadlar markaziga joylashgan, manfiy zaryadi elektronlar zaryadining yig'indisiga teng bo'lib, u manfiy zaryadlar markaziga joylashgan.

Agar musbat zaryadlarning markazi manfiy zaryadlar markazi bilan ustma-ust tushsa, molekulani *qutbsiz*, aksincha bo'lsa, bunday molekulani *qutbli molekula* deyiladi. Qutbsiz molekulalarga N_2 , O_2 , N_2 (simmetrik), qutbli molekulalarga SO , NH_3 , H_2O , SO_2 (simmetrik bo'lmagan) lar misol bo'la oladi.

Tashqi elektr maydoni ta'sirida *qutbsiz* molekula zaryadlari bir-biriga nisbatan siljiydi; musbat zaryadlar maydon yo'nalishida, manfiy zaryadlar esa qarama-qarshi yo'nalishda siljiydi. Natijada, molekula $\mathbf{r}$ dipol momentiga ega bo'ladi, aksincha $\mathbf{r} = 0$ (ya'ni $\ell = 0$). Demak, maydon ta'sirida molekula qutblanadi. Bu qutblanish elektron orbitalarining yadroga nisbatan siljishi natijasida sodir bo'layotganligi uchun deformatsion qutblanish (elektron qutblanish) va bunday molekulani esa elastik dipol deb ataladi.

Qutbli molekulalardan iborat bo'lgan dielektriklar elektr maydoni ta'siriga uchramaguncha, ular molekulalarining dipol momentlari tartibsiz yo'nalgan bo'lganligi tufayli, natijaviy dipol moment vektori $\sum \mathbf{r}_i = 0$ nolga teng bo'ladi. Shuning uchun $\vec{E} = 0$ bo'lsa, dielektrik ichida xususiy elektr maydoni bo'lmaydi. Bu dielektrik, elektr maydonga joylashtirilsa, uning molekulalari maydon yo'nalishida buriladi va ularning $\mathbf{r}$ dipol momentlari maydon $\vec{E}$ bo'ylab joylashadi. $\mathbf{r}$ ning qiymati $\vec{E}$ ga bog'liq emas, shuning uchun qutbli molekulalarni noelastik dipol deb yuritiladi. Bunday qutblanish *orientatsion qutblanish* yoki *dipol qutblanish* deyiladi va u temperaturaga teskari proportsional ravishda kamayadi. chunki temperatura ortishi bilan dipollarning xaotik harakati kuchayib, tartib buziladi.

Uchinchi gurux dielektriklarga $NaCl$, KCl , KBr , ... kristallari kiradi. Ularning molekulalari ion tuzilishiga ega. Tashqi elektr maydon bunday dielektriklarda musbat ionlarni maydon yo'nalishida, manfiy ionlarni esa maydonga teskari yo'nalishda siljitadi. Bunday qutblanishni ionli qutblanish deyiladi.

2. Qutblanish vektori. dielektrik qabul qiluvchanlik va uning temperaturaga bog'liqligi

Dielektrikning qutblanish darajasini xarakterlash uchun *qutblanish vektori* deb ataladigan kattalik qo'llaniladi.

Qutblanish vektori $\vec{P}$ deganda dielektriklarning birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisi tushuniladi.

Bir jinsli bo'lmagan dielektriklarda, uning istalgan biror nuqtasidagi qutblanish vektori to'g'risida fikr yuritish mumkin. Buning uchun shu nuqta atrofida elementar ΔV hajm ajratamiz. Bu hajm ichidagi barcha dipollar momentlarining vektor yig'indisini shu ΔV hajmga nisbati,

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V} \quad (4.3)$$

dielektrikning qutblanish vektorini ifodalaydi.

Tajribalarni ko'rsatishicha, izotrop dielektriklarda qutblanish vektori $\vec{P}$ bilan maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ (agar $\vec{E}$ juda katta bo'lmasa) orasidagi quyidagicha bog'lanish bor.

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E} \quad (4.4)$$

χ - dielektrikning tabiatini ifodalaydigan musbat o'lchamsiz ($\chi > 0$) kattalik bo'lib, uni dielektrik qabul qiluvchanlik deyiladi. U $\vec{E}$ ga bog'liq emas. Qutbsiz molekulalardan tashkil topgan dielektriklarning χ temperaturaga bog'liq emas, qutbli dielektriklarniki esa χ temperaturaga $1/T$ kabi bog'langan bo'ladi (rasm-4.2). Ko'pchilik dielektriklarning χ birdan uncha katta emas, lekin spirt uchun $\chi = 25$ va suv uchun esa $\chi = 80$ ga teng.

Qutbsiz dielektriklar uchun (4.4) formula $\vec{P} = n_0 \vec{P}_e = n_0 \alpha \epsilon_0 \vec{E}$ ko'rinishda yoziladi, uni (4.4) formulaga taqqoslab $\chi = n_0 \alpha$ ekanligini ko'ramiz, bunda $\alpha = 4\pi R^3$ - atomning qutblanuvchanligi deyiladi. Qutbli dielektriklarda esa (4.3) formula quyidagi ko'rinishda yoziladi.

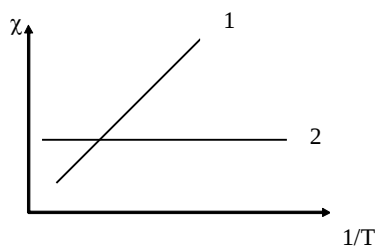
$$\vec{P} = n_0 \langle \vec{P}_e \rangle,$$

bunda

$$\langle \vec{P}_e \rangle = (p_e^2 / 3kT) \vec{E}$$

buni (4.4) ga taqqoslasak

$$\chi = n_0 p_e^2 / 3\epsilon_0 kT \quad (4.5)$$

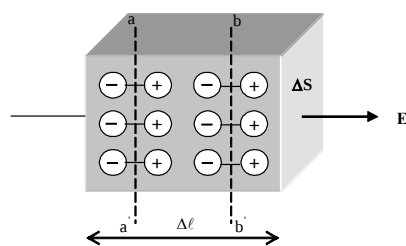


4.2-rasm

ekanligini ko'ramiz. Bu ifodani Debay - Lanjeven formulasi deyiladi.

3. Bog'langan zaryadlar

Faraz qilaylik, dielektrik kuchlanganligi $\vec{E}$ bo'lgan elektr maydoniga joylashtirilgan bo'lsin (rasm-4.3). Maydon ta'sirida dielektrik qutblanadi. Ya'ni uning molekulalaridagi musbat va manfiy zaryadlar, mos ravishda maydon va unga teskari yo'nalishlarda siljiydi.



4.3-rasm

Bunda qo'shni dipollarning qarama - qarshi zaryadlari bir birlarini neytrallaydilar. Lekin, dielektrikning chap va o'ng tomonidagi sirtlarida joylashgan manfiy va musbat zaryadlar o'zaro neytrallashmaydi. Ya'ni, uning chap sirtida manfiy, o'ngida esa musbat zaryadlar vujudga keladi. Bu zaryadlar dielektrik molekulalari bilan bog'langan bo'lgani uchun ko'cha olmaydilar. Shuning uchun ularni bog'langan zaryadlar va dielektrikning qutblanishi tufayli vujudga kelganliklari uchun esa qutblangan sirt zaryadlari deyiladi.

Sirt zaryadlari hosil qilgan ichki maydon tashqi maydonga teskari yo'nalganligi tufayli, dielektrik ichida tashqi maydon zaiflashadi.

Sirt zardlarini q' bilan, ularning sirt zichligini esa σ' bilan belgilaymiz. U holda, 4.3-rasmdagi dielektrikni elkasi Δl yuzasi ΔS , zaryadlari $q' = \sigma' \Delta S$ teng bo'lgan dipol deb qarash mumkin. Bu dipolning elektr momenti $R = \sigma' \Delta S \cdot \Delta l$ bo'ladi. Qutblanish vektorining qiymati

$$P = R / \Delta V = \sigma' \Delta S \cdot \Delta l / \Delta V = \sigma' = q' / \Delta S \quad (4.6)$$

$$q' = R \Delta S \quad (4.7)$$

Demak, q' , R bilan ΔS ning ko'paytmasiga teng.

Endi bir jinsli bo'lmagan dielektrik berilgan bo'lsin:

Bir jinsli bo'lmagan dielektrik $\vec{E}$ elektr maydoniga kiritilsa, $\vec{E}$ ning yo'nalishida dielektrik molekullarning konsentratsiyasi ortib boradi, ya'ni $R_2 > R_1$, bunga asosan $q'_2 > q'_1$ bo'ladi. Dielektrik xajmida vujudga keluvchi bu ortiqcha zaryadlarning miqdori

$$q'_{xajm} = q'_1 - q'_2 = R_1 \Delta S - R_2 \Delta S = (R_1 - R_2) \Delta S = -(R_2 - R_1) \Delta S \quad (4.8)$$

Gauss teoremasiga asosan ikkinchi tomondan $\vec{P}$ qutblanish vektorining $aa' vv'$ berk sirt orqali oqimi, ya'ni

$$F_R = R_2 \Delta S - R_1 \Delta S = -(R_2 - R_1) \Delta S \quad (4.9)$$

(4.8) va (4.9) larni solishtirish natijasida quyidagini hosil qilamiz:

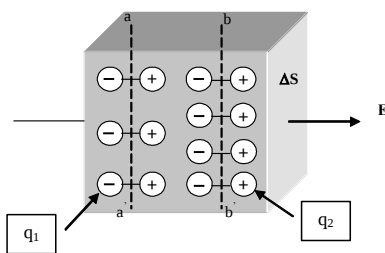
$$F_R = -q'_{xajm} \quad (4.10)$$

bunda $q'_{xajm} = \sum q'_i$ bog'langan zaryadlar yig'indisiga teng.

U holda

$$F_R = \oint_S R_n dS = -\sum q'_i \quad (4.11)$$

Demak, dielektrik ichida olingan ixtiyoriy yopiq sirt orqali $\vec{P}$ ning oqimi shu sirt bilan chegaralangan hajmdagi bog'langan zaryadlarning algebraik yig'indisining teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng.



4.4-rasm

4. Dielektrikdagi elektr maydoni. Elektr induksiya vektori. Gauss teoremasi.

Dielektrik ichidagii elektr maydonini bog'langan va erkin zaryadlar vujudga keltiradi. Dielektrik ichidagi natijaviy maydon

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \quad (4.12)$$

bunda $\vec{E}_0$ – erkin zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganligi $\vec{E}'$ – bog'langan zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganligi.

Gauss teoremasiga asosan dielektrikdagi berk sirt orqali kuchlanganlik vektorining oqimi

$$F_E = \oint_S E_n dS = 1/\epsilon_0 (\sum q_i + \sum q'_i) \quad (4.13)$$

yoki

$$\oint (\epsilon_0 \vec{E})_p dS = \epsilon_0 F_E = \sum q_i + \sum q'_i \quad (4.14)$$

Ma'lumki

$$F_R = -\sum q'_i \quad (4.15)$$

U holda

$$\epsilon_0 F_E + F_R = \sum q_i = \oint_S \epsilon_0 E_p dS + \oint_S R_n dS = \oint_S (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) d\vec{S}$$

$\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \vec{D}$ bu erda $\vec{D}$ vektorni elektr induksiya vektori deyiladi.

$$F_D = \epsilon_0 F_E + F_R = \oint_S D_n dS = \sum q_i$$

Bu ifoda elektr induktsiyasi vektori uchun Gauss teoremasi

$$F_D = \oint_S D_n dS = \sum q_i \quad (4.16)$$

bo‘ladi va quyidagicha ta’riflanadi: elektr induktsiya vektorining yopiq sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan erkin zaryadlarning algebraik yig‘indisiga teng.

Demak, elektr induktsiyasi $\vec{D}$ faqat erkin zaryadlar vujudga keltiradigan maydonni ifodalaydi. (4.16) formulani quyidagicha yozish mumkin

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + \chi \epsilon_0 \vec{E} = \vec{E} \epsilon_0 (1 + \chi) = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (4.17)$$

bu erda

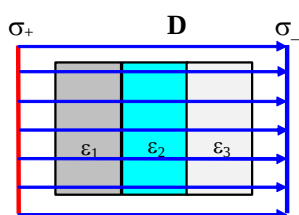
$$\epsilon = 1 + \chi \quad (4.18)$$

dielektrik singdiruvchanligidir. Vakuumda $\epsilon = 1$, chunki $\chi = 0$.

U holda

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}_0 \quad (4.19)$$

(4.17) va (4.19) ga asosan $1 = E_0 / \epsilon E$ yoki $\epsilon = E_0 / E$, ϵ - elektr maydoniga kiritilgan dielektrik ichidagi maydon vakuumdagi maydonga nisbatan necha marta susayishini ifodalaydi.



4.5-rasm

Demak, elektr maydonini $\vec{E}$ bilan yoki $\vec{D}$ bilan ham ifodalash mumkin. Lekin, $\vec{D}$ dan foydalanishning sababi nima Buni tushuntirish uchun 4.5-rasmga ko‘rsatilgandek dielektriklar tizimini olaylik, Bundagi dielektriklarning harbiridagi maydon kuchlanganliklari quyidagicha bo‘ladi:

$$E_1 = E_0 / \epsilon_1; \quad E_2 = E_0 / \epsilon_2; \quad E_3 = E_0 / \epsilon_3;$$

Elektr induktsiya vektorilari esa mos holda quyidagilarga:

$$D_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 E_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 (E_0 / \epsilon_1) = \epsilon_0 E_0$$

$$D_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 (E_0 / \epsilon_2) = \epsilon_0 E_0$$

$$D_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 E_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 (E_0 / \epsilon_3) = \epsilon_0 E_0$$

teng bo‘ladi.

Demak $\vec{E}$ ning qiymati turli dielektriklarda turlicha, lekin, $\vec{D} = \text{const}$, ya’ni o‘zgarmasdan qoladi. Shuning uchun turli jismlardagi elektr maydonini hisoblashda $\vec{D}$ dan foydalanish qulay, chunki, $\vec{E}$ vektor ixtiyoriy zaryaddan, ya’ni bog‘langan va erkin zaryadlardan boshlanishi va ularda tugashi mumkin, $\vec{D}$ vektor esa faqat erkin zaryadlardan boshlanadi va ularda tugaydi.

5. Ikkita dielektrik chegarasidagi chegaraviy shartlar.

Ikkita dielektrik chegara sirti yaqinida $\vec{E}$ va $\vec{D}$ vektorlar ma’lum chegaraviy shartlarni qanoatlantirishi kerak.

Bu shartlar

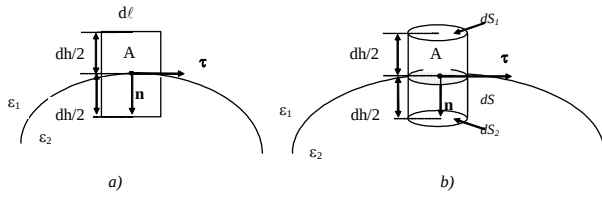
$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = 0 \quad (4.20)$$

va

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \quad (4.21)$$

munosabatlardan kelib chiqadi.

Dielektrik singdiruvchanligi ϵ_1 va ϵ_2 bo'lgan dielektriklar chegarasini qarab chiqaylik. Ikki muxit chegarasida olingan A nuqtada sirtga urinma ($\vec{\tau}$) va normal ($\vec{n}$) birlik vektorlar o'tkazamiz. A nuqta atrofida L to'g'ri to'rtburchakli berk kontur quramiz,



4.6-rasm

bu to'rtburchakning ikki tomoni ($d\ell$) sirtga parallel va ikki tomoni (dh) sirtga perpendikulyar yo'nalgan bo'lsin (4.6-rasmning a) qismi).

(4.21) formulaga asosan $\Delta h \rightarrow 0$ da

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \oint_{(L)} \vec{E} d\vec{\ell} = 0 \quad (4.22)$$

bo'ladi. $\Delta h \rightarrow 0$ da L konturning yon tomonlari va $\int \vec{E} d\vec{\ell}$ integralning qiymati nolga intiladi, konturning yuqori va quyi tomonlari esa ikki muxit chegarasiga yaqinlashadi. Shuning uchun L kontur bo'yicha soat strelkasiga teskari yo'nalishda o'tilsa quyidagi

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \oint_{(L)} \vec{E} d\vec{\ell} = (E_{2\tau} - E_{1\tau}) d\ell \quad (4.23)$$

munosabat hosil bo'ladi.

(4.22) va (4.23) ifodalardan maydon kuchlanganligining birinchi sharti kelib chiqadi bo'ladi:

$$E_{2\tau} = E_{1\tau} \quad (4.24)$$

Demak, ikki muxit chegarasidagi sirtga urinma yo'nalishidagi maydon kuchlanganligining tashkil etuvchisi ikki muxit chegarasidan o'tganda o'zgarmaydi.

$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ formulaga asosan (4.24) ni quyidagicha yozish mumkin

$$\frac{\vec{D}_{1\tau}}{\epsilon_0 \epsilon_1} = \frac{\vec{D}_{2\tau}}{\epsilon_0 \epsilon_2} \quad \text{yoki} \quad \frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (4.25)$$

Ikinchi shartni aniqlash uchun ikki muhit chegarasidagi A nuqta atrofida dS kichik yuza olamiz va uni asos qilib. Δh balandlikka ega bo'lgan silindr quramiz. Bunda silindrning Δh yasovchisi dS kichik yuzaga tushirilgan $\vec{n}$ normalga parallel qilib olingan. $\vec{n}$ (4.5-rasmning b) qismi). Ikki muxit chegarasida dS_1 va dS_2 ($dS_1 = dS_2 = dS$) yuzalar juda kichik va ulardagi maydonni bir jinsli deb olish mumkin.

Gauss teoremasiga asosan dS_1 asos orqali kuchlanganlik oqimi $D_{1n}dS_1$, shuningdek, dS_2 asos orqali oqim $D_{2n}dS_2$. Silindrning yon sirti dS sirtga perpendikulyar bo'lgani uchun va dh nolga intilganda, yon sirt orqali oqim nolga teng.

Shunday qilib berk silindrik sirt orqali to'la oqim:

$$F_D = D_{1n}dS_1 + D_{2n}dS_2 + \langle D_n \rangle dS_{\text{yon}} \approx D_{1n}dS + D_{2n}dS + \langle D_n \rangle dS_{\text{yon}} = 0 \quad (4.26)$$

Yuqoridagi sabalarga ko'ra, $h \rightarrow 0$ bo'lganda, $S_{\text{yon}} \rightarrow 0$ intiladi yoki

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum q_i$$

yoki

$$\lim_{h \rightarrow 0} \oint_S \vec{D} d\vec{S} = (D_{1n} + D_{2n})dS = \lim_{h \rightarrow 0} \sum q_i.$$

Agar ikki muxit chegarasidagi sirtga erkin elektronlar bo'lmasa

$$\lim_{h \rightarrow 0} \sum q_i = 0$$

bo'ladi.

Shuning uchun $D_{1n} = -D_{2n}$ hosil bo'ladi.

Bunda D_{1n} - dielektriklar chegarasiga yaqin joyda birinchi dielektrikdagi $\vec{D}$ vektorining $\vec{n}$ ga proektsiyasi, D_{2n} esa ikkinchi dielektrikdagi $\vec{D}$ vektorining $\vec{n}$ ga proektsiyasi. Minus ishora $\vec{n}_1$ va $\vec{n}_2$ normallar silindr asoslarida qarama-qarshi yunalganligi uchundir.

Agar $\vec{D}_1$ va $\vec{D}_2$ vektorlarni bitta normalga proektsiyalasak

$$D_{1n} = D_{2n} \quad (4.27)$$

shart bajariladi.

Bu $\vec{D}$ vektor uchun ikkinchi shart bo'ladi. Ya'ni ikki muxit chegarasidan o'tishda erkin zaryadlar bo'lmasa, elektr induksiya vektori $\vec{D}$ ning normal tashkil etuvchisi o'zgarmaydi. Shunga mos holda maydon kuchlanganligi uchun ikkinchi shart quyidagicha bo'ladi,

$$E_{2n} = \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right) E_{1n}. \quad (4.28)$$

Agar birinchi muxit vakuum bo'lsa, ya'ni $\epsilon_1 = 1$ bo'lsa, $E_{2n} = \frac{E_{1n}}{\epsilon_2}$.

Shunday qilib, muxitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi quyidagi ma'noga ega. Muxitning nisbiy dielektrik singdiruvchanlik

elektrostatik maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi vakuumdan muxitga o'tganda necha marta kamayishini ko'rsatadi.

(4.24), (4.25) va (4.27), (4.28) formulalardan ko'rinadiki, ikki dielektrik chegarasidan o'tishda $\vec{D}$ vektorning (D_n) normal tashkil etuvchisi o'zgarmaydi, $\vec{E}$ vektorining (E_n) normal tashkil etuvchisi esa o'zgaradi.

(4.24), (4.25), (4.27), (4.28) munosabatlar ikki dielektrik chegarasida $\vec{E}$ va $\vec{D}$ vektorlar qanoatlantiruvchi shartlarni ifodalaydi (chegara sirtida erkin elektronlar bo'lmagan holda).

Bu formulalar bir jinsli elektrostatik maydon uchun olindi, lekin ular o'zgaruvchi maydonlar uchun ham to'g'ridir. (4.27) formulani (ikkinchi shartni), induksiya (kuchlanganlik) chiziqlari ikki muxit (dielektrik) chegarasidan o'tganda uzilmasligiga asoslanib ham olish mumkin (rasm.4.7). Kuchlanganlik chiziqlari ikki muxit (dielektrik) chegarasidan o'tganda sinadi. Birinchi dielektrikda ΔS_1 yuzadan o'tuvchi oqim $D_1 \Delta S_1 = D_1 \Delta S \cos \alpha_1$, ikkinchi dielektrikda ΔS_2 yuzadan o'tuvchi oqim $D_2 \Delta S_2 = D_2 \Delta S \cos \alpha_2$, ga teng bo'ladi. Agar chegarada kuchlanganlik chiziqlari uzilmasa bu ikkala ifoda o'zaro teng bo'lishi kerak,

ya'ni,

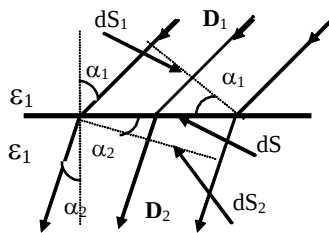
$$D_1 \Delta S \cos \alpha_1 = D_2 \Delta S \cos \alpha_2$$

$$D_1 \cos \alpha_1 = D_2 \cos \alpha_2,$$

bunda $D \cos \alpha$ - $\vec{D}$ vektorning D_n normal tashkil etuvchisi ekanligini etiborga olsak, ya D_{1n} ni $D_{1n} = D_{2n}$ (4.29) ifodani hosil qilamiz.

Ikkinchi dielektrik chegarasida kuchlanganlik chiziqlari sinasa, α burchak o'zgaradi.

4.8 - rasmdan



4.7-rasm

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

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

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

(4.25) va (4.29) formulalarga asosan

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (4.30)$$

Bu ifoda ikki muxit chegarasida elektrostatik maydon kuchlanganlik chiziklarining sinish qonunidir. Agar maydon kuch chiziqlari ε kichik dielektrikdan ε katta dielektrikka o'tsa kuch chiziqlari siyraklashadi, agar aksincha bo'lsa, kuch chiziqlari qo'yiqlashadi.

6. Segnetoelektriklar

Dielektriklarda dipollar tartibsiz joylashganligi uchun $\vec{E} = 0$ da, $\vec{P} = 0$ bo'ladi. Lekin, aksariyat dielektriklar uchun o'rinli bo'lgan bu hol segnetoelektriklar deb ataluvchi bir huruh moddalar uchun istisnodir.

Bu guruhning birinchi vakilari segnet tuzi. ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ va VaTiO_3) titanat bariylardir.

1. Segnetoelektriklarda dielektrik sigdiruvchanlik boshqa moddalarga nisbatan juda katta, ya'ni $\varepsilon \gg 1$ bo'ladi. Masalan: segnet tuzi uchun $\varepsilon = 10000$, bariy titanati uchun $\varepsilon = 7000$.

2. Segnetoelektriklarning ε si $\vec{E}$ ga bog'liq. Shuning uchun $\vec{P}$ ning $\vec{E}$ ga bog'liqligi chiziqli emas.

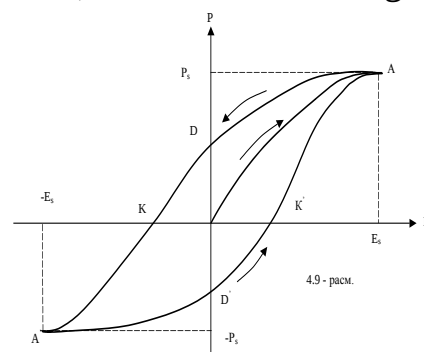
3. Segnetoelektriklarning qutblanish $\vec{P}$ vektori uning dastlabki sharoitiga ham bog'liq. Masalan, 4.9-rasmda $\vec{E}$ ning 1

qiymatiga $\vec{P}$ ning 3 qiymati mos keladi. Segnetoelektriklarning bu xususiyatlari ularda domenlar deb ataluvchi spontan qutblanish sohalari mavjudligi bilan tushintiriladi.

Agar segnetoelektrik o'zgaruvchi $\vec{E}$ maydonga joylashtirilsa, undagi $\vec{P}$ ning o'zgarishi gisteretizis sirtmog'i (4.9-rasm) deb ataladigan berk egri chiziqdan iborat bo'ladi. R_q - qoldiq qutblanish, E_k - koertsitiv kuch. Bunday xususiyat har bir segnetoelektrik uchun xos bo'lgan temperaturagacha yoki temperaturalar oralig'ida sodir bo'ladi. Bu temperaturalarini Kyuri nuqtalari deyiladi. Masalan: segnet tuzi uchun 258 K va 298 K (-15°S va $+22,5^\circ\text{S}$) lar oralig'ida segnetoelektriklik xossalari namoyon bo'ladi.

Segnetoelektriklarni va ba'zi simmetriya markaziga ega bo'lmagan kristallarni mexanik ta'sir tufayli deformatsiyalasak, ular qutblanadi. Vujudga kelgan zaryad miqdori ta'sir kuchiga to'g'ri proporsional. Bu xodisa to'g'ri poezoelektrik effekt deyiladi.

Hozirgi vaqtda segnetoelektrik xossalari ega bo'lgan juda ko'p dielektrik moddalar aniqlangan. Ulardan kondensatorlarda, ultratovush generatorlarida keng foydalaniladi.



4.9-rasm

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Qutblangan va qutblanmagan dielektrlarning farqini ayting.
2. Qutblanish vektorini ta'riflang.
3. Dielektrlar uchun Gauss teoremasini ayting.
4. Gisterezis sirtmog'ini tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. G'.Abdullaev. Fizika. 1989 y, II bo'lim, §§ 3-4.
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. 1989 g, §§ 15.1-15.5.
3. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 2 k. 1988 yig'indi. II-bob §§ 1-5.
4. T.I.Trafimova. Kurs fiziki. 1985 g. §§ 87-90.
5. L.A. Gribov, N.I. Prokof'eva. Osnovq fiziki. M. 1998. §§ 7.1, 7.2
6. A.S.Safarov, Umumiy fizika kursi: Elektromagnetizm va to'liqlar, T.1992, §§ 2.1 - 2.6.

5-MA'RUZA. ELEKTROSTATIK MAYDONDA O'TKAZGICHLAR.

Reja:

1. Ixtiyoriy qo'rinishdagi zaryadlangan berk sirt ichidagi maydon.
O'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi.
2. O'tkazgich sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi
3. Van-de-Graaf generatori.
4. Yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi.
5. Kondensatorlar
6. Elektrostatik maydon energiyasi.

Tayanch so'z va iboralar: O'tkazgichlar, dielektrlar, yarim o'tkazgichlar, erkin elektronlar, bog'langan elektronlar, elektrostatik induksiya xodisasi, elektr sig'imi, Farada, kondensator, kondensatorni ulash, yakkalangan o'tkazgich, elektrostatik maydon energiyasi, energiyaning hajmiy zichligi.

1. Ixtiyoriy ko'rinishdagi zaryadlangan berk sirt ichidagi maydon. O'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi

O'tkazgich deganda elektr tokini o'tkaza oladigan ixtiyoriy o'lcham va shakldagi modda tushuniladi. Nafaqat metallar balki elektrolitlar va umuman ichida erkin zaryadlari bo'lgan har qanday muhitni (jismni) o'tkazgich deyish mumkin. Aniqlik uchun biz quyida o'tkazgich deganda metall jismlarni nazarda tutamiz. Metallarda tok tashuvchilar vazifasini ularning tarkibidagi "erkin" elektronlar bajaradi. Erkin elektronlar juda kichik kuchlar ta'sirida ham harakatga kela olishadi.

Tashqi elektr maydoni bo'lmaganda manfiy zaryadli erkin elektronlarning elektr maydoni, metall atomlarining musbat zaryadlangan ionlari hosil qilgan maydon bilan o'zaro kompensatsiyalashgan bo'ladi.

O'tkazgich elektr maydoniga kiritilsa uning erkin elektronlari shunday qayta taqsimlanadiki, oqibatda o'tkazgichning ichidagi ixtiyoriy nuqtalarda elektron va musbat

ionlar xosil qilgan elektr maydoni, tashqi elektr maydonni kompensatsiyalaydi. Tashqi maydon ta'sirida o'tkazgichlardagi zaryadlarning qayta taqsimlanishiga elektrostatik induksiya deyiladi. Bu jarayonda hosil bo'lgan zaryadlar miqdoran teng, ishoralari esa qarama-qarshi bo'ladi. Tashqi elektr maydondan o'tkazgich chiqarilishi zahoti mazkur zaryadlar g'oyib bo'lishadi. Elektrostatik maydonga kiritilgan o'tkazgichlardagi zaryadlar muvozanatda bo'lishi quyidagi shartlar bajarilishi bilan bog'liq:

- ❖ bir hil ishorali zaryadlar bir-biridan qochganliklari uchun. o'tkazgichlarga tashqaridan berilgan zaryadlar uning tashqi sirti bo'yicha taqsimlanadi. Shu sababli o'tkazgich ichida ortiqcha zaryadlar bo'lmaydi va uning ichidagi bir qism moddani olib tashlasa ham zaryadlarning tashqi sirt bo'yicha taqsimlanishi buzilmaydi, ya'ni zaryadlar ichi bo'sh jismlarda ham xuddi yaxlit o'tkazgichlardagi kabi ularning tashqi sirti bo'yicha taqsimlanadi.
- ❖ o'tkazgichdagi ortiqcha zaryadlar uning sirtida taqsimlanganligi uchun o'tkazgichning ichidagi barcha nuqtalarda $\vec{E} = \vec{0}$, uning sirti yaqinida esa $\vec{E} = \vec{E}_n$, ($\vec{E}_t = 0$, aks holda zaryadlar sirt bo'ylab harakatga kelgan bo'lar edi).
- ❖ o'tkazgich ichidagi barcha nuqtalarning potentsiali o'zgarmas, ya'ni uning butun hajmi ekvipotentsial bo'ladi, chunki $\frac{\partial \varphi}{\partial \ell} = -E_t = 0$ va $\varphi = \text{const}$ o'tkazgichning sirti ham ekvipotentsial bo'ladi, chunki $\frac{\partial \varphi}{\partial r} = -E_r = 0$ va $\varphi = \text{const}$ zaryadlangan ikki o'tkazgich bir-biriga tashqi sirlari orqali tekkizilsa, potentsiallari tenglashunga qadar, ularning zaryadlari o'zaro qayta taqsimlanadi.

2. O'tkazgich sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi

Zaryad zichligi σ bo'lgan o'tkazgichning sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ va elektr induksiya vektori $\vec{D}$ ni hisoblaymiz. Buning uchun zaryadlangan o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan normalga parallel va asoslari dS bo'lgan tsilindrsimon yopiq sirt orqali kuchlanganlik chiziqlari oqimini aniqlaylik (5.1-rasm). Silindr asoslarining biri o'tkazgich ichida, ikkinchisi esa uning tashqarisida joylashsin. O'tkazgich ichida $\vec{E}=0$ bo'lgani uchun $\vec{D}$ ham nolga teng. Demak, silindrning o'tkazgich ichidagi dS asosi va uning yon sirlari orqali kuch chiziqlarining oqimi nolga teng. Silindrning tashqi asosi orqali elektr induksiya vektorining oqimi:

$$dF_D = DdS = dq = \sigma dS,$$

bundan

$$D = \sigma \quad (5.1)$$

ekanligi kelib chiqadi. Demak

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

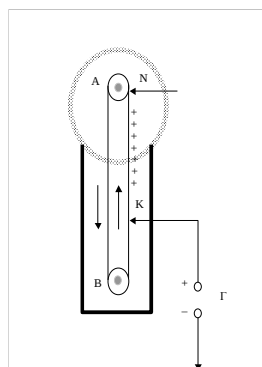
bo'lgani uchun

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} \quad (5.2)$$

bo'ladi, bundagi ϵ - o'tkazgichni o'rab turgan muxitning dielektrik singdiruvchanligi.

3. Vande-graaf generatori.

Yuqorida qayd qilganimizdek, agar zaryadlangan metall sharcha boshqa zaryadlanmagan metall sharchaning tashqi sirtiga tekkizilsa, ularning potentsiallari tenglashib qolgunga qadar uning zaryadi har ikki sharchalar o'rtasida qayta taqsimlanadi. Ammo zaryadlangan sharcha kovak o'tkazgichning (sharchaning) ichki sirtiga tekkizilsa, o'tkazgichning ichida ortiqcha zaryad bo'la olmaganligi uchun, uning zaryadi to'lasicha o'tkazgichga o'tib, uning tashqi sirti bo'ylab taqsimlanib qoladi. Mazkur jarayonni ko'p marta takrorlash orqali o'tkazgich potentsialini oshirish mumkin. Shunday usul bilan yuqori kuchlanish hosil qilishga imkon beradigan elektrostatsik generator Gollandiyalik olim Vande-Graaf tomonidan kashf etilgan. Uning generatori quyidagicha ishlaydi.



5.2-rasm

Shoyi yoki rezinalashtirilgan matodan qilingan lentani, 5.2- rasmda ko'rsatilganidek, A va V shkvlar harakatga keltiradi. Lentaning pastki qismiga elektrostatik mashinaning qutblaridan biriga ulangan K taroq tegib turadi. Ustki qismiga esa sharning ichki devoriga mahkamlangan N taroq tegib turadi. Lenta harakatga kelganda G elektr mashinadan K orqali olingan zaryad N orqali o'tkazgichning ichki devoriga uzatiladi va sharning tashqi sirti bo'ylab taqsimlanadi. Shar sirtidan uni o'rab turgan havoga, razryad tufayli, sizib ketayotgan zaryad miqdori oqib kelayotgan zaryad miqdoriga teng bo'lmaguncha sharning zaryadi va potentsiali ortadi. Bunday usul bilan sharning potentsialini 10^7 V gacha orttirish mumkin.

4. Yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi.

Atrofidagi o'tkazgichlarning elektr maydoni ta'sir qila olmaydigan masofada joylashgan o'tkazgichni yakkalangan o'tkazgich deyiladi. Bunday o'tkazgichning potentsiali zaryad miqdoriga to'g'ri proporsional bo'ladi

$$\varphi = \frac{q}{C},$$

bundagi S ni o'tkazgichning elektr sig'imi yoki sig'im deyiladi va undan:

$$S = \frac{q}{\varphi}. \quad (5.3)$$

O'tkazgichning elektr sig'imi son jixatdan uning potentsialini bir birlikka ortirish uchun kerak bo'lgan zaryad miqdoriga teng. Sig'im o'tkazgichning geometrik o'lchamlariga va uni o'rab olgan muhitning dielektrik singdiruvchanligiga bog'liq bo'ladi. Turli shakldagi o'tkazgichlar sig'imini (5.3) yordamida aniqlash mumkin. Bizga ma'lumki, zaryadlangan R radiusli sharning sirtidagi potentsiali

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R} \quad (5.4)$$

ifoda bilan aniqlanadi. U holda (5.4) ni (5.3) ga qo'yib sharning sig'imini

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R \quad (5.5)$$

ekanini topamiz. Demak sharning elektr sig'imini uning radiusiga va uni o'rab olgan muhitning dielektrik singdiruvchanligi ϵ ga bog'liq ekan.

Sig'imning o'lchov birligi qilib 1Kl zaryad berilganda potentsiali 1V ga ortadigan o'tkazgichning sig'im qabul qilingan va uni Farad deb ataladi.

$1F=1Kl/1V$ - (5.5) ga binoan 1F sig'imga ega bo'lgan sharining radiusi $9 \times 10^9 m$ bo'ladi. Er sharining sig'imi esa $0.7F$ tashkil etadi.

Farad juda katta sig'im birligi bo'lgani uchun amalda uning ulushlari

$$1 \text{ mkF} = 10^{-6} F, \quad 1 \text{ pF} = 10^{-12} F$$

deb ataluvchi o'lchov birliklaridan foydalaniladi.

5. Kondensatorlar

Yakkalanganlik sharti buzilganda o'tkazgichning sig'imi qanday o'zgarishini aniqlash uchun uning yaqiniga boshqa bir o'tkazgichni joylashtiramiz. Sodda uchun yakkalangan musbat zaryadlangan A shar yoniga boshqa ixtiyoriy o'tkazgichni yaqinlashtiramiz.

Bizga ma'lumki, yakkalangan metall sharchaning zaryadi uning sirti bo'yicha bir tekis taqsimlangan bo'ladi. Sparning markazidan biror R masofada joylashgan M nuqtadagi maydon potentsiali $\varphi = q/4\pi\epsilon_0\epsilon r$ ifoda bilan aniqlanadi.

Sparchadagi q zaryad xosil qilgan elektr maydon ta'sirida unga yaqinlashgan o'tkazgichning erkin zaryadlari qayta taqsimlanadi (5.3-rasm). O'tkazgichning sharchaga yaqin sirtida manfiy, uzoq sirtida esa musbat zaryadlar induktsiyalanadi. Mazkur induktsiyalangan zaryadlarning o'tkazgich ichida hosil bo'lgan maydonini kompensatsiyalash uchun sharchaning ham zaryadi qayta taqsimlanadi. A va V o'tkazgichlardagi zaryadlarning qayta taqsimlanishi oqibatida M nuqtadagi maydon kuchlanganligi kamayadi:

$$E' < E = q/4\pi\epsilon_0\epsilon r^2; \quad \varphi' = \int E' dr < \int E dr = q/4\pi\epsilon_0\epsilon r; \quad \varphi' < \varphi.$$

Demak, yakkalanmagan o'tkazgichning sig'imi doimo uning yakkalangan holatdagi sig'imidan katta bo'ladi. Bu xodisadan foydalanib zaryad to'plashga imkon beradigan "Kondensator" deb atalgan qurilmalar yasaladi. Har qanday kondensator ikki o'tkazgichdan iborat sistema bo'lib, o'tkazgichlarni uning qoplamalari deyiladi. Qoplamalarning geometrik shakliga qarab, ularni yassi, sferik va slindrik kondensatorlar deyiladi. Odatda kondensator qoplamalari bir-biriga nisbatan shunday joylashtiriladiki, ularga miqdorlari bir hil va ishoralari qarama-qarshi zaryad berilganda hosil bo'ladigan elektr maydoni qoplamalar orasida mujassamlashgan bo'ladi. Bunga qoplamalar orasidagi masofa d ni, ular qoplamalarning chiziqli o'lchamlariga nisbatan ancha kichik qilish yo'li bilan erishiladi.

Yassi kondensator sig'imi. Bir biridan d masofada joylashgan, har birining yuzasi S bo'lgan ikki paralel metall plastinkalardan iborat sistemani yassi kondensator deyiladi (5.4-rasm). $\sqrt{S} \gg d$, bo'lgani uchun kondensator qoplamalarini cheksiz zaryadlangan tekisliklar deb qarab, ular orasidagi maydon kuchlanganligini $E = \sigma/\epsilon_0$ ifoda yordamida hisoblash mumkin. U holda qoplamalar orasidagi potentsiallar ayirmasi:

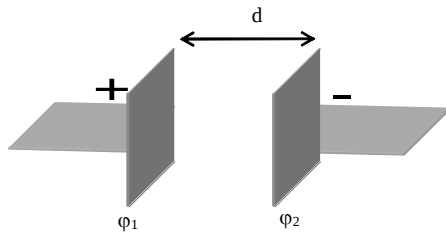
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \sigma d/\epsilon_0\epsilon.$$

Sig'imi esa, $C = \epsilon_0\epsilon S/d$ (5.6)
bo'ladi.

Bunda ϵ - qoplamalar orasida joylashtirilgan dielektrikning dielektrik singdiruvchaniligi.

Kondensatorning sig'imi uning qoplamalari orasidagi potentsiallar ayirmasini bir birlikka oshirish uchun qoplamalarga qancha miqdorda zaryad berish kerakligini ko'rsatadi.

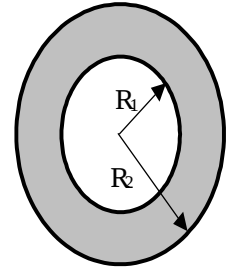
Sferik kondensator radiuslari $R_2 > R_1$ bo'lgan ikkita konsentrik sfera shaklidagi qoplamalardan iborat bo'ladi (5.5-rasm).



5.4-rasm

Ichki qoplamaga $q > 0$, tashqi qoplamaga esa $q < 0$ zaryad berilgan bo'lsin. Bizga ma'lumki, zaryadlangan sfera fazasi o'zidan tashqarida elektr maydon hosil qiladi. Qoplamalar musbat va manfiy zaryadlar bilan zaryadlanganliklari uchun ular tomonidan hosil qilingan elektr maydoni tashqi qoplamaning tashqarisida bir-birini yo'qotadi. Shuning uchun

kondensator qoplamalari orasidagi maydon ichki qoplamaning q zaryadi hosil qilgan maydondan iborat bo'ladi:



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

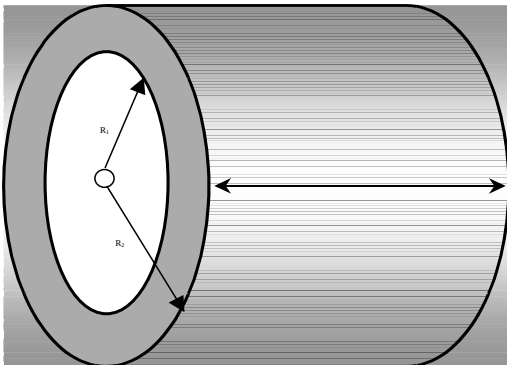
$$\frac{d\varphi}{dr} = -E_r = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right]$$

U holda

$$C = q/(\varphi_1 - \varphi_2) = 4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2 / (R_2 - R_1) \quad (5.7)$$

agar $R_2 - R_1 = d \ll R_1$ bo'lsa, $C = \epsilon_0\epsilon S/d$ bunda $S = 4\pi R_1^2$ -kondensator ichki qoplamasining yuzasi. elektr maydon ichki qoplamaning zaryadlari tomonidan hosil qilinadi.



Bunda $R_2 - R_1 = d \ll \ell$ shart bajarilsa cheksiz uzun silindrlar deb ular orasidagi maydon kuchlanganligini hisoblash mumkin:

$$\int E ds = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon}$$

$$E 2\pi r l = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon}$$

$$E = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon r l}$$

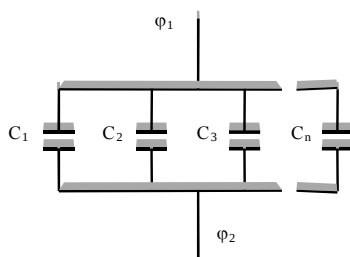
Silindrik kondensator -umumiy o'qqa ega bo'lgan va bir-biriga kiydirilgan ikkita yupqa devorli metal silindrdan iborat qurilmadir (5.6-rasm). R_1 radiusli ichki qoplamaga musbat, R_2 radiusli tashqi qoplamaga manfiy q zaryad berilgan bo'lsin. Sferik kondensatorlar uchun ko'rsatilgan shartlarga ko'ra qoplamalar orasida mujassamlashgan kiydirilgan ikkita yupqa devorli metal silindrdan iborat qurilmadir (5.6-rasm). R_1 radiusli ichki qoplamaga musbat, R_2 radiusli tashqi qoplamaga manfiy q zaryad berilgan bo'lsin. Sferik kondensatorlar uchun ko'rsatilgan shartlarga ko'ra qoplamalar orasida mujassamlashgan

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{R_1}^{R_2} E dr = \int_{R_1}^{R_2} \frac{q dr}{2\pi\epsilon_0 \epsilon l r} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 \epsilon l} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{2\pi\epsilon_0 \epsilon l}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (5.8)$$

Agar $R_2 - R_1 = d \ll R_1$ bo'lsa, $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$ hosil bo'ladi.

Kondensatorlarni ula Kondensatorni ulash. Amalda kerak bo'lgan elektr sig'imini hosil qilish uchun kondensatorlarni bir-biriga parallel yoki ketma-ket ulanadi. Kondensatorlarni parallel ulash 5.7-rasmda ko'rsatilgan.



5.7-rasm

Parallel ulangan kondensatorlarning qoplamalari orasidagi potentsiallar ayirmasi $\varphi_1 - \varphi_2$ bir xil bo'ladi. Ularning qoplamalarida to'plangan zaryadlar esa mos xolda

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

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

.....

$$q_n = C_n(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Kondensator batareyasining zaryadi

$$q = \sum_{i=1}^n q_i = (C_1 + C_2 + C_3 + \dots + C_n)(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Batareyaning to'la sig'imi

$$c = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i \quad (5.9)$$

Demak umumiy sig'im ulangan kondensatorlar sig'imlarining yig'indisiga teng bo'ladi.

5. Kondensatorlarni ketma-ket ulash

Ketma ket ulash 5.8-rasmda ko'rsatilgan. bunda barcha kondensatorlardagi zaryad



5.8-rasm

miqdori bir hil va kondensatorlar batareyasining zaryadiga teng, kondensatorlar uchlaridagi potentsiallar ayirmasi esa turlicha bo'ladi,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + \Delta\varphi_3 + \dots + \Delta\varphi_n = q/C_1 + C_2 + \dots + q/C_n$$

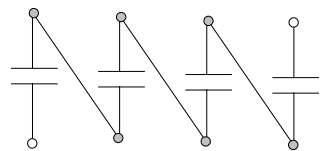
$$\varphi_1 - \varphi_2 = q(1/C_1 + 1/C_2 + \dots + 1/C_n) = q/C$$

Demak, $1/C = 1/C_1 + 1/C_2 + \dots + 1/C_n$ yoki

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{C_i} \right) \quad (5.10)$$

Natijaviy sig'ım batareyaga ulangan eng kichik sig'imdan ham kichik bo'ladi.

Masalan: $C_1 = C_2 = \dots = C_n = C_0$ bo'lsa, $S = S_0/n$ bo'ladi.



5.9-rasm

Agar 5.8-rasmdagidek parallel ulangan kondensatorlar batareyasi bir xil n ta kondensatorlardan iborat bo'lsa va ularni $\Delta\phi$ potentsiallar farqigacha zaryadlab so'ngra zaryadlangan xolda ketma-ket ulasak, (5.9-rasm) batareya klemalarida $n\Delta\phi$ potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Shunday printspida yuqori kuchlanishli impulsg'li generatorlar quriladi.

Bu generatorlar yordamida bir necha megavolg't potentsiallar farqini hosil qilish mumkin. Impulsg'li generatorlar elektrotexnikada keng qo'llaniladi.

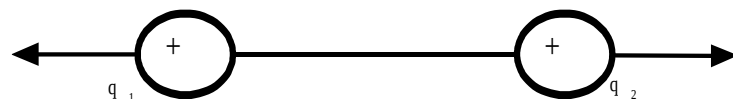
6. Elektrostatik maydon energiyasi.

a). Qo'zg'almas zaryadlarning o'zaro ta'sir energiyasi

Bir - biridan r masofada joylashgan qo'zg'almas q_1 va q_2 zaryadlar sistemasi berilgan bo'lsin (5.10-rasm). Berilgan zaryadlar bir - biridan cheksiz uzoqlikda joylashganda o'zaro ta'sirlashmaydi. Agar ulardan birini (q_1) qo'zg'almas deb, ikkinchisini (q_2) deb, r masofagacha yaqinlashtirilganda

$$A_{12} = q_2\phi_{12} = q_2q_1/4\pi\epsilon_0r$$

ish bajariladi. Bunda ϕ_{12} - q_1 ning q_2 joylashgan nuqtadagi maydon potentsiali. Shunday yo'l bilan q_1 ni q_2 ga yaqinlashtirsak ham



5.10-rasm

$$A_{21} = q_1\phi_{21} = q_1q_2/4\pi\epsilon_0r$$

ish bajariladi. Bunda ϕ_{21} - q_2 ning q_1 joylashgan nuqtada hosil qilgan maydon potentsiali.

Har ikki holda ham bir xil ish bajariladi va bu bajarilgan ish zaryadlarning o'zaro ta'sir potentsial energiyasiga aylanadi va

$$W_{12} = W_{21} = q_1\phi_{21} = q_2\phi_{12} = 1/2 (q_1\phi_1 + q_2\phi_2)$$

deb yozish mumkin. Bunda ϕ_1 va ϕ_2 mos ravishda q_1 va q_2 zaryadlar joylashgan nuqtalardagi maydon potentsialidir. Berilgan ikki zaryad sistemasiga uchinchi q_3 zaryadni cheksizlikdan q_1 va q_2 zaryadlardan mos ravishda r_{13} va r_{23} masofaga joylashtiraylik.

Bunda

$$A_3 = q_3\phi_3 = q_3 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_{13}} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{23}} \right) = \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right)$$

ish bajariladi va bu ish ham sistemaning energiyasiga qo'shiladi. Demak, $W = A_1 + A_3$ yoki $W = A_2 + A_3$ bo'lib qoladi.

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right)$$

bu ifodaning shaklini quyidagicha o'zgartirish mumkin:

$$\begin{aligned}
 W &= \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\left(\frac{q_1 q_2}{r_{12}} + \frac{q_1 q_3}{r_{13}} + \frac{q_2 q_3}{r_{23}} \right) \right] = \\
 &= \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[q_1 \left(\frac{q_2}{r_{12}} + \frac{q_3}{r_{13}} \right) + q_2 \left(\frac{q_1}{r_{12}} + \frac{q_3}{r_{23}} \right) + q_3 \left(\frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right) \right] = \\
 &= \frac{1}{2} [q_1 \varphi_1 + q_2 \varphi_2 + q_3 \varphi_3]
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

Bunda: φ_1 - q_2 va q_3 zaryadlarning q_1 joylashgan nuqtada hosil qilgan maydon potentsiali; φ_2 - q_1 va q_3 zaryadlarning q_2 joylashgan nuqtada hosil qilgan maydon potentsiali; φ_3 - q_1 va q_2 zaryadlarning q_3 joylashgan nuqtada hosil qilgan maydon potentsiali.

Yuqorida keltirilgan fikrlarni n zaryad uchun umumlashtirib,

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i = \frac{1}{2} [q_1 \varphi_1 + q_2 \varphi_2 + \dots + q_n \varphi_n] \tag{5.12}$$

deb yozish mumkin.

Bu erda φ_i - i - nchi zaryad joylashgan nuqtada qolgan $(n-1)$ ta zaryadlarning hosil qilgan maydon potentsiali.

b) Zaryadlangan o'tkazgichning energiyasi.

Bizga maolumi zaryadlangan har qanday jismning q zaryadi elementar zaryadga karrali va uni nuqtaviy zaryadlar yig'indisidan iborat deb qarash mumkin.

$$q = \sum \Delta q_i$$

Jismni zaryadlash uchun unga Δq_i nuqtaviy zaryadlarni ketma-ket berish mumkin. Bunda birinchi Δq zaryadni jismga berish uchun ish bajarish kerak emas, keyingi Δq zaryad ulushini berish uchun esa jism potentsialiga mos ish bajarish lozim bo'ladi.

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

bu erda φ - o'tkazgichning unda mavjud bo'lgan q zaryad bilan bog'liq potentsiali; S - uning sig'imi.

Mazkur bajarilgan ish o'tkazgichning energiyasini ortiradi

$$dA = dW = \frac{q}{C} dq$$

To'la energiyasi esa

$$W = \int \frac{q}{C} dq = \frac{q^2}{2C} + const.$$

Zaryadlanmagan jismning elektr energiyasini nol deb olinsa, $const = 0$ bo'ladi. U holda $s = q/\varphi$ ni inobatga olib, zaryadlangan jism energiyasi uchun

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2} \tag{5.13}$$

ni yozish mumkin.

Haqiqatdan ham jismni Δq_i zaryadlar sistemasidan iborat deb qarash quyidagi ifodani olishimiz mumkin.

$$W = \frac{1}{2} \sum \varphi_i \Delta q_i = \frac{1}{2} \varphi \sum \Delta q_i = \frac{1}{2} \varphi q \tag{5.14}$$

v) Zaryadlangan kondensator energiyasi.

Kondensatorning zaryadlanish jarayonini quyidagicha tasavvur qilish mumkin. Tashqi elektr maydoni ta'sirida kondensator qoplamalarining biridan ketma-ket Δq zaryad ulushlari olinib, uning ikkinchisiga beriladi, natijada qoplamalarning biri musbat ikkinchisi manfiy zaryadlanadi va ular orasida potentsiallar ayirmasi vujudga keladi. Har bir Δq zaryad ulushini ko'chirishda bajarilgan ish:

$$\Delta A = \Delta q(\varphi_1 - \varphi_2) = \Delta q U$$

U - qoplamalar orasidagi kuchlanish.

Mazkur ish kondensatorning energiyasiga aylanadi.

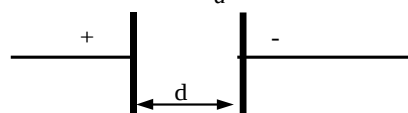
$$dA = dW = U dq = \frac{q}{c} dq$$

Bu ifodani integrallash orqali to'la energiya topiladi:

$$W = \int_0^q \frac{q dq}{c} = \frac{q^2}{2c} = \frac{qU}{2} = \frac{cU^2}{2} = \frac{c(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} \quad (5.15)$$

g) Kondensator qoplamalari orasidagi tortishish kuchi

Yassi kondensator qoplamalari qarama-qarshi ishorali zaryadlar bilan zaryadlangani uchun o'zaro tortishishadi (5.11-rasm). Shu kuchni aniqlash uchun kondensatorning sig'imi $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$ va kuch bilan potentsial energiya orasidagi $f_x = - \partial W / \partial x$ ifodalardan



5.11-rasm

foydalanamiz.

$$W = \frac{q^2}{2c} = \frac{q^2 d}{2\epsilon_0 \epsilon S} \quad \text{ekun} \quad W(x) = \frac{q^2 x}{2\epsilon_0 \epsilon S}$$

$$f_x = - \partial W / \partial x = q^2 / 2\epsilon_0 \epsilon S \quad (5.16)$$

bundagi manfiy ishora qoplamalarga ta'sir etuvchi

kuch ular orasidagi masofani kamaytirishga harakat qilishini ko'rsatadi.

d) Elektr maydon energiyasi

Kondensator energiyasini uning qoplamalari orasidagi elektr maydonni xarakterlovchi kattaliklar orqali ifodalaylik

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S U^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} \left(\frac{U}{d} \right)^2 S d$$

bundagi $u/d = e$ - qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi va $sd = v$ - qoplamalar orasidagi fazoning hajmi ekanini inobatga olsak

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 V$$

Ushbu energiya kondensator qoplamalari orasidagi fazoda bir tekis taqsimlangan bo'ladi. Fazoning birlik hajmiga to'g'ri kelgan ulushini energiyaning zichligi deyiladi:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} \quad (5.17)$$

Demak, elektrostatik maydon energiyaga ega bo'lar ekan. U holda energiyaning manbai nima Zaryadmi Yoki ular xosil qilgan elektr maydonimi Bu savollarga faqat elektrostatik maydon bilan tanishib javob berish mumkin emas. Chunki, elektrostatik

maydon uni hosil qilgan zaryadlardan ajralgan holda yashay olmaydi. Tajriba va nazariy tadqiqotlarning natijalariga ko'ra o'zgaruvchan elektr maydon o'zgaruvchan magnit maydoni bilan birgalikda ularni hosil qilgan maydon manbaidan ajralgan holda ham yashay oladi. Bu masalaga keyinchalik to'xtalamiz. Bu erda kondensator qoplamalari orasidagi maydon haqiqatdan ham elektr maydoniga tegishli ekanini qayd etishimiz lozim. Elektr maydoni bor joyda albatta uning energiyasi ham bo'ladi va uning zichligi (5.17) ifoda bilan aniqlanadi.

Energiyaning ifodasi o'zgaruvchan maydon uchun ham o'rinli. Uni elektr maydon kuchlanganligi va elektr induksiya vektori orqali ham ifodalash mumkin.

$D = \epsilon \epsilon_0 E$ bo'lgani uchun

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon E}{2} E = \frac{DE}{2} \quad (5.18)$$

yoki

$$w = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (5.19)$$

Izotropik muxitlarda $\vec{E}$ va $\vec{D}$ bir tomonga yo'nalgan vektor kattaliklar va $\vec{D} = (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$ ekanini inobatga olib energiya zichligini quyidagicha yozish mumkin:

$$w = \frac{\vec{E}\vec{D}}{2} = \frac{\vec{E}(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\epsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E}\vec{P}}{2} \quad (5.20)$$

Bundagi birinchi qo'shiluvchi $\vec{E}$ maydon energiyasining vakuumdagi zichligiga. ikkinchi qo'shiluvchi esa dielektrikning qutblanish energiyasiga mos keladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Elektrostatik induksiya xodisasini ta'riflang.
2. Van-de-Graff generatorining ishlash printsipini tushuntiring.
3. Elektr sig'imini ta'riflang.
4. Kondensator deb qanday qurilmaga aytiladi
5. Kondensatorlarni parallel va ketma-ket ulashni tushuntiring.
6. Elektrostatik maydon energiyasini tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. G'.Abdullaev. Fizika. 1989 y, 7 bob, § 8-9.
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. 1989 g, §§16.1-16.4.
3. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 2 k. 1988 y. 3 bob §§ 1-5.
4. T.I.Trafimova. Kurs fiziki. 1985 g. §§ 91-95.
5. A.S.Safarov. Umumiy fizika kursi. Elektromagnetizm va to'liqlar. 1992 y. 3 bob. §§ 3.1-3.8
6. L.A. Gribov, N.I. Prokof'eva. Osnovi fiziki. M. 1998. §7.2

6-MA'RUZA: O'ZGARMAS TOK QONUNLARI

Reja:

1. O'tkazgichlar, yarim otkazgichlar va dielektriklar. Elektr tokining mavjud bo'lish sharti. Tashqi kuchlar.
2. Om va Joule-Lents qonunlarining differentsial va integral ko'rinishlari.
3. Galvanik element mavjud bo'lgan zanjir uchun Om qonuni. Kirxgof qoidalari.

Tayanch so'z va iboralar: *O'tkazgichlar, yarim o'tkazgichlar, dielektriklar, elektr toki, o'tkazuvchanlik toki, konveksion tok, tok kuchi, o'zgarmas tok, tok zichligi, elektr tokining manbai, 1 Om, o'tkazgichning qarshiligi, solishtirma elektr o'tkazuvchanlik, qarshiliklarni parallel va ketma-ket ulash, manbani elektr yurituvchi kuchi, tashqi kuchlar, ichki qarshilik, Om qonunlari, tok zanjiri, tugun, Kirxgof qoidalari.*

1. O'tkazgichlar, yarim o'tkazgichlar va dielektriklar. Elektr tokining mavjud bo'lish sharti. Tashqi kuchlar.

Tok tashuvchilarning (elektronlar, ionlar) mavjudligi jismni elektr o'tkazuvchanligini asosiy sharti bo'ladi. Jismlarda tok tashuvchilarning xarakteriga qarab, ular o'tkazgichlarga, dielektriklarga va yarim o'tkazgichlarga bo'linadi. O'tkazgichlar - shunday jismlarki, ularda zaryadlar jismning butun hajmi bo'ylab erkin ko'cha oladi. O'tkazgichlar ikki turga bo'linadi: birinchi tur o'tkazgichlar (masalan, metallar) ularda erkin elektronlarning ko'chishi kimyoviy o'zgarishsiz sodir bo'ladi; ikkinchi tur o'tkazgichlar (masalan, eritmalar, kislotalar), ularda zaryadlarning ko'chishi (musbat va manfiy ionlar) kimyoviy o'zgarishlar orqali sodir bo'ladi.

Dielektriklar - (masalan, shisha, plastmassa) - elektr tokini o'tkazmaydigan jismlardir, ularda erkin elektronlar juda kam.

Yarimo'tkazgichlar (masalan, germaniy, kremniy)-elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha o'tkazgichlar bilan yarimo'tkazgichlar orasidagi jismlar bo'lib, zaryad tashuvchilik vazifasini elektronlar va musbat zaryadlangan kovaklar bajaradi. Ularni o'tkazuvchanligi tashqi sharoitlarga (masalan, temperaturaga) bog'liq.

Zaryalangan zarrachalarning biron yo'nalishdagi harakatiga elektr toki deyiladi. Elektr tokining yo'nalishi etib musbat zaryadning harakat yo'nalishi qabul kilingan. Elektr tokini hosil qilgan zaryadlangan zarrachalarni tok tashuvchilar deyiladi.

Elektr tokini miqdoran xarakterlash uchun tok kuchi va tok zichligi tushunchalaridan foydalaniladi. O'tkazgichning ko'ndalang kesimidan birlik vaqt ichida oqib o'tayotgan zaryad miqdorini ko'rstuvchi kattalikka tok kuchi deyiladi. Agar dt vaqt ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan dq zaryad oqib o'tayotgan bo'lsa, tok kuchi quyidagicha ifodalanadi:

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (6.1)$$

SI sistemasida tok kuchining birligi qilib Amper (qisqacha A) qabul qilingan. O'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund vaqt davomida 1 Kulon zaryad oqib o'tayotgan bo'lsa, tok kuchi 1 A bo'ladi.

Agar teng vaqtlar ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan o'tayotgan zaryadning miqdori va uning yo'nalishi o'zgarmas bo'lsa, bunday tokni o'zgarmas tok deyiladi. U holda tok kuchi:

$$I = \frac{q}{t}. \quad (6.2)$$

Tok o'zgarmas bo'lishi uchun tok o'tayotgan o'tkazgichning barcha nuqtalarida elektr maydon kuchlanganligi o'zgarmas saqlanishi lozim. Shuning uchun tok o'tayotgan o'tkazgichning biron joyida zaryadlar ko'payib yoki kamayib ketmaydi. Aks holda mazkur zaryadlarning elektr maydoni o'zgarib ketadi. Demak, o'zgarmas tok oqayotgan zanjir yopiq bo'lishi, tok kuchi esa zanjirning barcha ko'ndalang kesimlarida bir xil bo'lishi kerak.

Tok kuchi skalyar kattalik bo'lgani uchun, berilgan sirt orqali elektr tokining taqsimlanishini va shu sirtning turli nuqtalarida tok yo'nalishini ifodalash uchun *tok zichligi vektori* degan kattalik kiritiladi. Tok zichligi deb o'tkazgich ko'ndalang kesimining bir birligiga to'g'ri kelgan tok kuchiga aytiladi:

$$\mathbf{j} = dI/dS_n \quad (6.3)$$

bundan

$$dI = j dS_n = j dS \cdot \cos \alpha = \vec{j} \vec{n} dS = \vec{j} d\vec{S}$$

yoki

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S} = \int_S j_n dS, \quad (6.4)$$

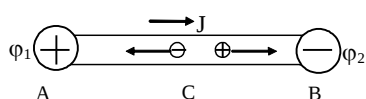
bu erda j_n - tok zichligining sirtga o'tkazilgan normal yo'nalishidagi proektsiyasi. O'zgarmas tok uchun esa

$$j = \frac{I}{S} \text{ (A/m}^2\text{)} \quad (6.5)$$

O'tkazgichda elektr tokini paydo bo'lishi uchun uning uchlarida potentsiallar ayirmasini xosil qilish kerak, chunki zaryadlangan zarrachalar elektr maydoni ta'sirida harakatlanadi.

A va B o'tkazgichlar turli ishorali zaryadlar bilan φ_1 va φ_2 potentsiallarga zaryadlangan bo'lsin (6.1-rasm).

Maydon kuchlari ta'sirida musbat zaryadlar ACB, manfiylari esa qarama-qarshi yo'nalishda harakatlana boshlaydilar. Tok o'tishi natijasida potentsiallar tenglashadi va maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi, tok to'xtaydi. Demak, elektr maydoni o'tkazgichda qisqa vaqtli tok xosil qiladi. Elektr zanjirida tokning o'tib turishini



6.1-rasm

tahminlash uchun zanjir tarkibida zaryadlarni ajratuvchi va o'tkazgichlarga ko'chiruvchi maxsus qurilma kerak bo'ladi. Bunday qurilmani tok manbai deyiladi. Bu qurilmada (generatorda) elektronlarga elektrostatik xarakterda bo'lmagan kuchlar ta'sir qiladi. Tok manbai tomonidan zaryadlarga ta'sir qiluvchi bu kuchlarni tashqi kuchlar deyiladi. Tashqi kuchlarni tabiati har xil bo'lishi mumkin, masalan, kimyoviy energiya, magnit maydon energiyasi, mexanik energiya hisobiga va boshqalar.

Tashqi kuchlar, elektr zaryadini ko'chirib ish bajaradi:

$$A_t/q = \varepsilon. \quad (6.6)$$

Bu ishni tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (EYUK) deyiladi.

Boshqacha qilib aytganda tok manbaining elektr yurituvchi kuchi, tashqi kuchlarning birlik musbat zaryadni tok manbaini o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajargan ishi bilan ifodalanadi.

q zaryadga ta'sir etuvchi tashqi kuch

$$\vec{F}_t = q\vec{E}_t \quad (6.7)$$

ko'rinishda ifodalanadi.

Elektr yurituvchi kuch birligi qilib volt (V) qabul qilinadi: 1 V - shunday tok manbaining EYUK ki, bunda tashqi kuchlar berk zanjir bo'ylab 1 Kl zaryadni ko'chirishda 1 J ish bajaradi.

Umumiy holda o'tkazgichlardagi q zaryadli tok tashuvchilarga Kulon va tashqi kuchlar ta'sir etadi:

$$\vec{F} = \vec{F}_k + \vec{F}_T = q(\vec{E}_k + \vec{E}_T)$$

bunda $\vec{E}_k$ - o'tkazgich ichidagi elektrostatik maydon kuchlanganligi; $\vec{E}_T$ tok manbai ichidagi tashqi kuchlar kuchlanganligi.

Mazkur kuchlar tomonidan q zaryadni elektr zanjirining biron qismida ko'chirishda bajarilgan ish

$$A_{12} = \int_1^2 F_k dl + \int_1^2 F_T dl = q \int_1^2 E_k dl + q \int_1^2 E_T dl = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\mathcal{E}_{12}$$

Elektrostatik va tashqi kuchlar birlik zaryadni ko'chirishda bajargan ishiga son jihatdag teng kattalikni zanjirning berilgan qismida kuchlanish tushishi yoki kuchlanish U deyiladi:

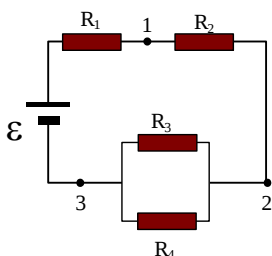
$$U = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12} \quad (6.8)$$

Tashqi kuchlar bo'lmaganda kuchlanish $U = \varphi_1 - \varphi_2$ zanjirning berilgan qismidagi potentsiallar farqiga teng bo'ladi.

2. Om va Joule - Lents qonunlarining integral va differentsial ko'rinishi

O'tkazgich va tok manbailarni ketma-ket yoki parallel ulash asosida hosil bo'lgan tizimni elektr zanjir deyiladi (6.2-rasm) va u bir jinsli yoki bir jinsli bo'lmagan qismlarga bo'linadi. Bunda tok manbai ishtirok etgan qismini zanjirning bir jinsli bo'lmagan (3-ε-1) qismi, tok manbai ishtirok etmagan qismini esa bir jinsli (1-2-3) qismi deyiladi.

Agar zanjirning turli qismlarida potentsiallar farqi vujudga keltirilsa, ulardan elektr toki o'tadi.



6.2-rasm

Zanjirning bir jinsli qismidan o'tayotgan tok kuchining potentsiallar ayirmasiga bog'lanishini tajribada tekshirgan nemis olimi G. Om quyidagi qonuniyatni kashf etdi:

$$I=U/R, \quad (6.9)$$

bunda R - zanjirning tekshirilayotgan qismining qarshiligi;

U - qarshilik uchlaridagi potentsiallar ayirmasi yoki kuchlanish.

SI sistemasida potentsialni (V) volg'tda o'lchanadi. Yuqorida qayd etganimizdek tok kuchi I amperlarda o'lchanadi. (6.9) dan aniqlangan qarshilik omlarda o'lchanadi. Uchlarida kuchlanish pasayishi $1V$ bo'lganda $1 A$ tok o'tadigan o'tkazgichning qarshiligi $1 Om$ deb qabul qiligan.

O'tkazgichning qarshiligi uning tabiatiga va geometrik o'lchamlariga bog'liq bo'ladi:

$$R = \rho \frac{\ell}{S}, \quad (6.10)$$

bu erda ρ - o'tkazgichning solishtirma qarshiligi; ℓ va S - mos ravishda o'tkazgichning uzunligi va ko'ndalang kesim yuzasi.

(6.10) dan ρ ning o'lchov birligi $Om \cdot m$ bo'ladi va u quyidagi mahnoga ega:

ρ - berilgan o'tkazgichdan uzunligi $1m$ va ko'ndalang kesim yuzasi $1 m^2$ qilib yasalgan silindrning qarshiligiga teng.

O'tkazgichlarning qarshiligi harorat ortishi bilan quyidagicha o'zgaradi:

$$R = R_0 (1 + \alpha t) \quad (6.11)$$

bundagi $\alpha = 1/273$ ga yaqin son bo'lib qarshilikning termik koeffitsienti deb ataladi. (6.11) dan foydalanib haroratni o'lchaydigan asboblari (termistorlar) yasaladi.

Om qonunini tokning zichligi uchun ham yozish mumkin:

$$j = \frac{I}{S} = \frac{U}{SR} = \frac{E\ell}{S\rho\ell} = \frac{1}{\rho} E = \sigma E$$

yoki

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (6.12)$$

bu erda $\sigma = 1/\rho$ - o'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi;

$\vec{E}$ - o'tkazgich ichidagi elektr maydon kuchlanganlik vektori.

(6.12) ifodani Om qonunining differentsial ko'rinishi deyiladi.

Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismida elektr zaryadlarga ham ichki ($\vec{E}_i$). ham tashqi ($\vec{E}_t$) kuchlar maydoni ta'sir etganligi tufayli (6.12) ifoda quyidagicha yoziladi:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E}_t + \vec{E}_i) \quad (6.13)$$

Potentsiallar ayirmasi $\varphi_1 - \varphi_2$ bo'lganda I tok o'tayotgan zanjirning bir jinsli qismini ajratib olaylik. t vaqt davomida zanjirning mazkur qismidan $q=It$ zaryad oqib o'tadi. Bunda elektr maydon kuchlari q zaryadni potentsiali yuqori bo'lgan φ_1 nuqtadan potentsiali past bo'lgan φ_2 nuqtasiga ko'chirib ish bajaradi.

$$A_{12}=q(\varphi_1-\varphi_2)=U_{12}It$$

Om qonuniga ko'ra

$$A_{12} = IU_{12}t = I^2 R t \quad (6.14)$$

Agar zanjir bir jinsli bo'lmasa, zaryadlarni ko'chirishda ishni elektr maydon va tashqi kuchlar bajaradi:

$$A_{12} = (U_{12} + \varepsilon) It$$

Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismiga tegishli Om qonunidan foydalansak

$$A = (U_{12} + \varepsilon) It = I^2 R_{12} t$$

Zanjir berk bo'lsa $U_{12} = 0$

$$A = \varepsilon It = I^2 R t = I^2 (R_0 + r) t \quad (6.15)$$

Berk zanjirda ishni tok manbai bajaradi. Shuning uchun E.YU.K. deb birlik musbat zaryadni berk zanjir bo'yicha ko'chirishda tok manbai bajargan ishga aytiladi.

Elektr tokining birlik vaqt ichida bajargan ishini xarakterlovchi kattalikka uning quvvati deyiladi:

$$P = A/t \quad (6.16)$$

Zanjirning bir qismida ajralib chiqqan quvvat:

$$P = IU_{12} + I\varepsilon$$

Berk zanjirning to'la quvvati esa:

$$P_t = I\varepsilon \quad (6.17)$$

Tashqi zanjirdan ajraladigan quvvat:

$$P_t = IU = I^2 R = U^2/R \quad (6.18)$$

Ish Joule, quvvat esa Vatt birligida o'lchanadi.

Zanjirda o'zgarmas tokni ushlab turish uchun doimiy A ishni bajarib turish kerak. Elektr tokining energiyasi esa uzuluksiz boshqa turdagi energiyaga aylanib turadi. Agar zanjirda boshqa jarayonlar sodir bo'lmasa (kimyoviy jarayonlar, o'tkazgich harakatlanayotgan) elektr energiyasi to'lasicha Q issiqlikka aylanadi, natijada o'tkazgich qiziydi, ya'ni

$$A = Q = IUt = I^2 R t = U^2 t/R \quad (6.19)$$

(6.19) ifodani Joule-Lents qonunining integrall ko'rinishi deyiladi.

Yuqoridagi $J = jS$ va $U = E\ell$ larni inobatga olsak

$$Q = jSE\ell t = \sigma E^2 V t \quad (6.20)$$

bu erda $V = S\ell$ o'tkazgichning hajmi. E - o'tkazgich ichidagi elektr maydon kuchlanganligi, ℓ - o'tkazgichning uzunligi.

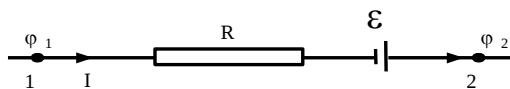
O'tkazgichning birlik hajmidan birlik vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlikni solishtirma quvvat deyiladi.

$$w = Q/Vt = \sigma E^2 \quad (6.21)$$

Ushbu ifodani Joule-Lents qonunining differentsial ko'rinishi deyiladi.

3. Galvanik element mavjud bo'lgan zanjir uchun Om qonuni. Kirxgof qoidalari.

Om qonuni $I=U/R$ bir jinsli o'tkazgich uchun to'g'ri bo'ladi, agar o'tkazgich bir jinsli bo'lmasa, ya'ni unda tok manbai ham bo'lsa, u holda Om qonuni qanday ko'rinishda bo'lishini aniqlaylik (6.3-rasm).



6.3-rasm

Agar tok tinch turgan o'tkazgichdan o'tayotgan bo'lsa, bajarilgan dA_{12} ish (tashqi va elektrostatik kuchlar bajargan ish) energiya saqlanish qonuniga asosan 1-2 qismda ajralgan dQ issiqlikka teng bo'ladi. dt vaqtda ko'chirilgan q zaryad Idt ga teng. Shu zaryadni 1-2 qismda ko'chirishda tashqi va elektrostatik kuchlar bajargan ish

$$A_{12}=q\varepsilon_{12}+q(\varphi_1-\varphi_2) \quad (6.22)$$

dt vaqtda o'tkazgichda

$$dQ=I^2Rdt=IR(Idt)=IRq \quad (6.23)$$

(6.22) va (6.23) dan

$$IR= \varepsilon_{12}+(\varphi_1-\varphi_2) \quad (6.24)$$

bundan

$$I= \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}}{R} \quad (6.25)$$

hosil bo'ladi. (6.25) ifoda bir jinsli bo'lmagan elektr zanjiri uchun Om qonuni yoki Om qonunining umumlashagan ko'rinishi deyiladi.

Agar zanjirning berilgan qismida tok manbai bo'lmasa, ($\varepsilon_{12}=0$) (6.25) dan $I=U/R$ kelib chiqadi.

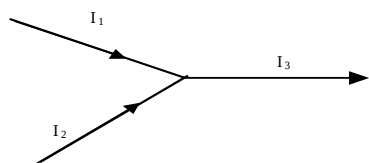
Agar zanjir tutashtirilgan bo'lsa ($\varphi_1=\varphi_2$) $I=\varepsilon_{12}/R$ kelib chiqadi, bunda $R=r+R_1$, r -manbaning ichki qarshiligi, R_1 -tashqi qarshilik.

Agar zanjir uzoq bo'lsa ($I=0$), u holda $\varepsilon_{12}=\varphi_1-\varphi_2$ bo'ladi.

Demak, zanjir ochiq bo'lsa, tok manbai klemmlaridagi potentsiallar ayirmasi manbaning EYUK siga teng bo'ladi.

Kirxgof qoidalari.

Har qanday murakkab, tarmoqlangan o'zgarmas tok zanjirining qismlaridan o'tayotgan toklarni va potentsial ayirmalarini Om qonuni yordamida hisoblashimiz mumkin, ammo Kirxgof taklif etgan ikki qoidadan foydalansak masala ancha soddalashadi. qoidalardan biri chiziqli o'tkazgichlarda elektr zaryadining saqlanish qonunini, ikkinchisi esa Om qonuni tadbiqining natijasini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi.



6.4-rasm

Kirxgofning birinchi qoidasi: O'tkazgichlarning tarmoqlanish nuqtasida toklarning algebrik yig'indisi nolga teng. Bunda tarmoqlanish nuqtasiga kelayotgan va ketayotgan

toklarning ishorasini qarama-qarshi deb hisoblash kerak. Masalan: 6.4-rasmdagi tarmoqlashish nuqtasi uchun mazkur qoida quyidagicha yoziladi:

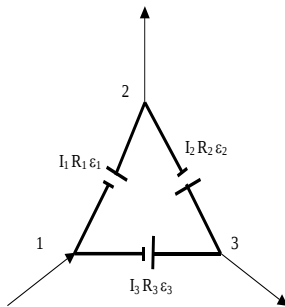
$$I_1 + I_2 - I_3 = 0$$

Odatda uch va undan ortiq o'tkazgichlar ulangan elektr zanjirining nuqtasini tugun deyiladi. Agar birinchi qoida bajarilmasa, tugunda elektr zaryadlari to'planib qolishi, vaqt o'tishi bilan o'zgarib ketishi va oqibatda elektr maydoni ham o'zgarib, tok doimiyligi saqlanmaydi. Demak, o'zgarmas tok zanjirning tugunida birinchi qoida bajarilishi shart.

Kirxgofning ikkinchi qoidasi: Murakkab elektr zanjir ichida ixtiyoriy berk konturni ajratib olsak, unda ta'sir etayotgan elektr yurituvchi kuchlarning algebraik yig'indisi shu

kontur qismlardan o'tayotgan tokni mos qismlaridagi qarshiliklariga ko'paytmalarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi.

Ushbu qoidani isbot qilish uchun (6.5rasm)da ko'rsatilgan zan-jirning qismlari uchun Om qonunini tadbiq etamiz



6.5-rasm

$$\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_1 = I_1 R_1 \quad (6.26)$$

$$\varphi_2 - \varphi_3 + \varepsilon_2 = I_2 R_2 \quad (6.27)$$

$$\varphi_3 - \varphi_1 + \varepsilon_3 = I_3 R_3 \quad (6.28)$$

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 \quad (6.29)$$

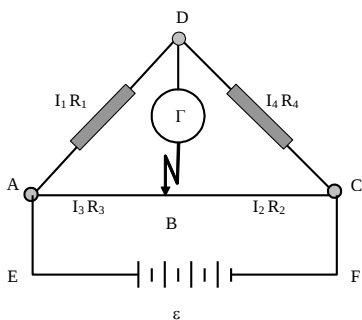
Bu erda R_1, R_2, R_3 lar mos ravishda zanjirning 1-2, 2-3, 3-1 qismlarining umumiy qarshiliklaridir, ya'ni ular qismidagi tok manbalarining ichki qarshiligini ham o'z ichiga oladi

$$\sum_{i=1}^n \varepsilon_i = \sum_{i=1}^n I_i R_i$$

ifoda Kirxgofning ikkinchi qoidasi deyiladi. Kirxgofning ikkinchi qoidasini tadbiq etishda quyidagilarga rioya qilish lozim bo'ladi:

1. Tanlab olingan konturning barcha qismlarida tokning yo'nalishini ixtiyoriy belgilash mumkin. Agar hisoblash natijasida tokning ishorasi musbat bo'lsa, uning yo'nalishi to'g'ri tanlangan bo'ladi. Bordiyu tokning ishorasi manfiy bo'lsa, uning haqiqiy ishorasi tanlangan yo'nalishiga teskari bo'ladi.

2. Ixtiyoriy tanlab olingan konturni ma'lum bir xil yo'nalishda aylanib chiqish lozim bo'ladi. Agar bu yo'nalish tanlangan yo'nalishiga mos kelsa IR ning ishorasi musbat, aks holda manfiy qilib olinadi. Agar aylanish yo'nalishi tok manbaining manfiy qutbidan musbat qutbiga mos kelsa ε ning ishorasi musbat, aks holda manfiy olinadi.



6.6-rasm

3. Yozilgan tenglamalar sistemasiga barcha tok manbailarining va barcha o'tkazgichlarning qarshiliklari kiritilishi kerak.

O'tkazgichlar qarshiligini o'lchashga imkon beradigan Uitston ko'prigi uchun hisob ishlarini bajaramiz. Ko'prik (6.6-rasm)da ko'rsatilgan. Mazkur sxemada to'rtta A, B, C, D tugun mavjud. Ular uchun Kirxgofning birinchi qoidasini yozamiz:

$$\text{A tugun: } I - I_1 - I_3 = 0 \quad (6.30)$$

$$\text{V tugun: } I_3 - I_2 + I_5 = 0 \quad (6.31)$$

$$\text{C tugun: } I_4 + I_2 - I = 0 \quad (6.32)$$

$$\text{D tugun: } I_1 - I_4 - I_5 = 0 \quad (6.33)$$

(6.30 - 6.33) sistemadagi tenglamalarining uchtasi mustaqil. I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 toklarni aniqlash uchun, ular ishtirok etgan, yana uchta tenglamalar sistemasini yozishimiz kerak. Ulardan biri albatta ε ni o'z ichiga olishi lozim.

Buning uchun ixtiyoriy uchta berk konturlarni ajratib olamiz: ABD, BDC, ABCFEA va bu konturlarni soat strelkasi bo'yicha aylanadigan bo'lsak, mos ravishda, Kirxgofning ikkinchi qoidasini quyidagicha yozamiz:

$$-I_3R_3 + I_5R_5 + I_1R_1 = 0 \quad (6.34)$$

$$I_4R_4 - I_2R_2 - I_5R_5 = 0 \quad (6.35)$$

$$IR + I_3R_3 + I_2R_2 = \varepsilon \quad (6.36)$$

Bundagi R - F&E kontur qismining to'la qarshiligi, o'tkazgich va manbaning ichki qarshiligini o'z ichiga oladi. (6.30 - 6.33) va (6.34 - 6.36) tenglamalarning soni nomaolom kattaliklarning soniga teng. Shuning uchun ularni birgalikda echib I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 toklarni aniqlashimiz mumkin. Biz $I_5 = 0$ bo'lgandagi ko'priknining muvozanatda bo'lish shartlarini aniqlaymiz. $I_5 = 0$ bo'lganda (6.31) va (6.33) lardan $I_1 = I_4$ va $I_3 = I_2$ bo'ladi. (6.34 va 6.35) lardan esa

$$I_1 R_1 = I_3 R_3 \quad \text{va} \quad I_2 R_2 = I_4 R_4$$

Ularni hadma-had bir-biriga bo'lsak

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}$$

hosil bo'ladi. Odatda R_1, R_2, R_3, R_4 larni Uitston ko'prigining elkalari deyiladi. Elkalardan biri nomaolom bo'lsa uni qolganlari orqali aniqlash mumkin. Ko'priknining ABC qismi reoxord deyiladi va u solishtirma qarshiligi katta bo'lgan bir jinsli simlardan yasaladi. Shuning uchun R_1/R_2 ni

$$\frac{R_3}{R_2} = \frac{\rho \frac{AB}{S}}{\rho \frac{BC}{S}} = \frac{AB}{BC} = \frac{\ell_3}{\ell_2} \quad \text{yoki} \quad R_3 = \frac{\ell_3}{\ell_2} R_2 \quad (6.37)$$

bilan aniqlashimiz mumkin. Bunda reoxordning AB qismining uzunligi ℓ_3 , BC qismining uzunligi esa ℓ_2 .

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Elektr tokining asosiy xarakteristikalarini ayting.
2. Om qonunining differentsial shaklini isbotlang.
3. Kirxgof qoidalarini ayting.
4. Zanjirning bir qismidagi EYUK, ish, kuchlanish va potentsiallar ayirmasining fizik ma'nolarini ayting.

ADABIYOTLAR

1. G'.Abdullaev. Fizika. 1989 y, 8 bob, §§ 1-5
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. 1989 g, §§18.1-18.4
3. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 2 k. 1988 y. 1V bob §§ 1-5.
4. T.I.Trafimova. Kurs fiziki. 1985 g. §§ 95-100
5. A.S.Safarov. Umumiy fizika kursi. Elektromagnetizm va to'qlinlar. 1992 y. 4 bob. §§ 4.1-4.8.

7-MA'RUZA. TURLI MUHITLARDA ELEKTR TOKI

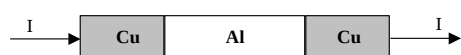
Reja:

1. Metallarda tok tashuvchilarning tabiati.
2. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi.
3. Vakuumdagi elektr toki. Termoelektron emissiya.
4. Gazlarda elektr toki.
5. Plazma haqida tushuncha.

Tayanch so'z va iboralar: erkin elektron, elektronlar buluti, Rikke tajribasi, termoelektron emissiya, elektronni solishtirma zaryadi, Boguslavskiy-Lengmyur qonuni, Richardson-Deshman formulasi, gaz razryadi, ionlashish, rekombinatsiya, mustaqil gaz razryadi, nomustaqil gaz razryadi, plazma, plazma chastotasi, Debay radiusi.

1. METALLARDA TOK TASHUVCHILARNING TABIATI.

Bizga ma'lumki, barcha moddalar, shu jumladan metallar ham, atom va molekulalardan, atom va molekulalar esa o'z navbatida musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalardan tashkil topgan. U holda metallarda elektr toki qanday zaryadlarning oqimidan iborat, bu savolga javob berish maqsadida bir qator olimlar ajoyib nozik tajribalarni amalga oshirganlar. Masalan, 1901 yilda nemis olimi K.Rikke, mis va alyuminiydan yasalgan, radiuslari bir xil uchta silindrlarni ketma-ket ulab, ular orqali bir yil davomida tok o'tkazib turgan (7.1-rasm).

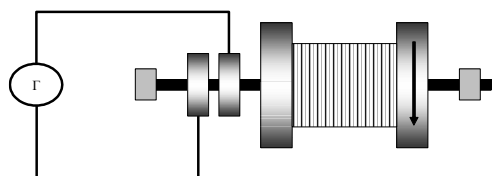


7.1-rasm

Ushbu sistema orqali 3,5 million kulon zaryad oqib o'tganligiga qaramasdan silindrlarning moddalari bir biriga, hatto mikroskopik miqdorda ham, o'tib qolmaganligi kuzatilgan. Demak, metallar tarkibidagi musbat ionlar zaryad tashishda ishtirok etmaganlar. U holda metallarda elektr toki, ularning hammalari uchun umumiy bo'lgan zarrachalar oqimidan iborat bo'lsa kerak degan xulosaga kelingan.

Mazkur taxminni isbotlash maqsadida tok tashuvchilar zaryadining ishorasi va solishtirma zaryadini (tok tashuvchi zaryadini uning massasiga nisbatini) aniqlashga kirishilgan.

1916 yili amerikalik fiziklar - R.Tolmen va B. Styuartlar tajribada, haqiqatda ham metallarda tok tashuvchilar 1897 yilda ingliz olimi J.J. Tomson tomonidan kashf etilgan, manfiy zaryadli elektronlar ekanligini aniqlaganlar. Ularning tajribasi quyidagi g'oyaga asoslangan.



7.2-rasm

Agar metall tarkibida erkin harakatlanadigan zaryadli zarrachalar mavjud bo'lsa, metall harakatga kelganda ular ham metall bilan birga harakatlanadilar va metall keskin to'xtatilsa zarrachalar inertsia hisobiga o'z harakatlarini davom ettirib metallda tok hosil qilishlari mumkin. Mazkur g'oyani amalga tekshirib ko'rish uchun quyidagi qurilmadan foydalandilar (7.2-rasm): L uzunlikdagi sim o'ralgan g'altak v chiziqli tezlik bilan

aylanma harakatga keltiriladi. G'altak uchidagi sirpanuvchi kontaktlar orqali G galvanometrغا ulangan. G'altak harakatlanganda, uning tezligiga teng tezlik bilan, o'tkazgichning erkin zaryadlari ham harakatlanadilar. Agar qisqa vaqt davomida g'altak keskin to'xtatilsa o'tkazgichning erkin zaryadlari, inertiya hisobiga harakatlanishni davom ettirib, g'altakning uchlaridan birida to'planadilar. Natijada g'altak uchlari orasida U potentsiallar ayirmasi hosil bo'lib galvanometr orqali o'zgaruvchan i tok o'tadi:

$$U=iR \quad (7.1)$$

bunda R- zanjirning umumiy qarshiligi.

G'altak uchlarida hosil bo'lgan potentsiallar ayirmasi hosil qilgan o'tkazgich ichidagi $E=U/L$ maydon kuchlanganligi zaryadlarni tormozlab ularning impulclarini mv dan nolgacha kamaytiradi. Tok tashuvchi zaryadini e bilan belgilasak, mazkur maydon ta'sirida unga $f=eE$ tormozlovchi kuch ta'sir etadi.

Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra

$$mdv = fdt = eEdt = \frac{eU}{L} dt = \frac{eR}{L} idt = \frac{eR}{L} dq \quad (7.2)$$

bu erdagi $dq = idt$ galvanometr orqali dt vaqt ichida oqib o'tgan zaryad miqdori.
U holda:

$$\int_v^0 mdv = \int_0^q \frac{eR}{L} dq$$

yoki

$$-mv = \frac{eR}{L} q$$

bundan

$$\frac{e}{m} = - \frac{Lv}{Rq} \quad (7.3)$$

Tolmen va Styuart tajribasida $v = 300$ m/s gacha, $L = 500$ metrgacha bo'lgan mis, alyuminiy, kumush simlar o'ralgan g'altaklar ishlatilgan. Tajribada aniqlangan R va q larning qiymatlaridan foydalanib, Styuart va Tolmenlar metallardagi tok tashuvchilarning solishtirma zaryadini aniqladilar:

$$\frac{e}{m} = - 1,76 \cdot 10^{11} \text{ Kl/kg.}$$

Olingan natija 1911 yilda amerikalik olim Milliken tomonidan, vakuumda harakatlanayotgan elektronlar uchun olingan natija bilan bir xil bo'lgani sababli, metallarda tok tashuvchilar erkin elektronlar ekanligi tasdiqlandi.

2. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi.

Metallar tarkibida erkin elektronlar qanday paydo bo'ladi? Metallarning neytral atomlari bir-birlariga ma'lum masofaga yaqinlashganlarida ularning orasida o'zaro tortishish kuchlari paydo bo'ladi va metallning kristall panjarasi hosil bo'ladi.

Kristall panjara hosil qilgan atomlarning valent elektronlari joylashgan tashqi qobiqlari bir-biriga kirishib ketadi. Natijada valent elektronlarning o'z atomlari bilan bog'lanishi juda susayib ketadi va issiqlik harakatlari tufayli o'z atomlaridan osonlikcha ajralib butun kristall bo'ylab bemaol tartibsiz harakatlana oladilar. Elektronlaridan ayrilgan metalning musbat ionlari esa bir-birlari bilan mustahkam bog'langan holda

tebranma harakat qiladilar. Bunda metall ichida erkin elektronlar hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligi, musbat ionlar hosil qilgan maydon kuchlanganligi bilan o'zaro kompensatsiyalanishini unutmaslik kerak.

Mazkur g'oyaga asoslanib, Drude va Lorentslar 1904-1907 yillarda metall o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasini yaratdilar. Ular erkin elektronlarni ideal gaz qonunlariga bo'ysunadigan elektron gaz deb fikr yuritdilar. Agar bir valentli metall atomining har biri bittadan, ikki valentliligi esa ikkitadan erkin elektron hosil qiladi deb faraz qilsak, metalldagi erkin elektronlarning kontsentratsiyasi, ya'ni bir 1m^3 hajmdagi soni $10^{28}\text{-}10^{29}\text{ m}^{-3}$, yani juda katta bo'ladi. Ammo ideal gazlarda kuzatilganidek erkin elektronlar kristall panjaraning ionlari va boshqa elektronlar bilan faqat o'zaro to'qnashganda tasirlashadi deb faraz qilinadi. Shuning uchun ham ular faqat kinetik energiyaga ega bo'ladilar:

$$mv^2/2 = 3kT/2 \quad (7.4)$$

bundan elektronning o'rtacha kvadratik tezligi:

$$\sqrt{v^2} = u_k = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (7.5)$$

bu erda $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ Boltsman doimiysi; $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ elektronning massasi; T -absolyut temperatura.

Xona temperaturasida ($T=300 \text{ K}$) o'rtacha kvadratik tezlik $u_{kv}=110 \text{ km/s}$ tashkil etadi.

Elektronning bir to'qnashuvdan ikkinchi to'qnashuvgacha bosib o'tgan yo'lini uning erkin yugirish yo'li ℓ , o'tgan vaqtini esa erkin yugirish vaqti τ deyiladi:

$$\tau = \ell/u \quad (7.6)$$

u elektronning o'rtacha kvadrat tezligiga yaqin o'rtacha tartibsiz harakat tezligi.

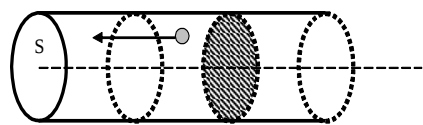
Agar metall ichida bir jinsli elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ hosil qilinsa, elektronlar, zaryadi manfiy bo'lgani uchun, maydonga teskari yo'nalishda qo'shimcha $\vec{v}$ tezlik oladi. Uning natijaviy $\vec{s}$ tezligi tartibsiz $\vec{u}$ va tartibli $\vec{v}$ tezliklarning yig'indisiga teng bo'lib qoladi.

$$\vec{s} = \vec{u} + \vec{v}$$

Tartibsiz harakat tezligining maydon yo'nalishiga mos kelish yoki teskari bo'lish ehtimolliklari bir hil bo'lgani uchun uning o'rtacha qiymati nolga teng.

$$\langle s \rangle = u + v = \langle v \rangle$$

Ko'ndalang kesimi S bo'lgan silindrsimon o'tkazgich olib uning o'qi bo'ylab elektr



7.3-rasm

maydon kuchlanganligi hosil qilsak, elektronlar 7.3 - rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda o'rtacha tartibli harakat tezligiga erishadi. Bu holda dt vaqt ichida S yuzadan vdt masofada joylashgan, ya'ni $dV = Svdt$ hajmdagi elektronlarning barchasi o'tadi. Agar metalldagi erkin elektronlar kontsentratsiyasi n

bo'lsa dt vaqt ichida S yuzadan o'tgan zaryadlar miqdori

$$dq = enSvdt.$$

U xolda tok kuchining zichligi

$$j = I/S = dq/Sdt = en\langle v \rangle. \quad (7.7)$$

Tok zichligi va tezlik vektor kattaliklar ekanini xisobga olsak

$$\vec{j} = en\langle \vec{v} \rangle. \quad (7.8)$$

(7.4) ifoda yordamida metallidagi erkin elektronlarning oʻrtacha tartibli harakat tezligini baholash mumkin. Faraz qilaylik, misdan ($n=8 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$) yasalgan oʻtkazgichdan zichligi $j=10^7 \text{ A/m}^2$ boʻlgan, nisbatan kuchli tok oʻtayotgan boʻlsin. U holda $\langle v \rangle$ ning qiymati:

$$\langle v \rangle = j/ne = 10^7 / 8 \cdot 10^{28} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} = 0.78 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$$

Demak, ancha katta toklarda ham $\langle v \rangle \ll u_{kv}$ boʻladi va shu sababli oʻtkazgich ichida hosil qilingan elektr maydon kuchlanganligi 7.1-7.3 ifodalarni oʻzgartirib yubormaydi.

Oʻtkazgich ichidagi elektr maydon uning elektronlarining har biriga $f = eE$ kuch bilan taʼsir etadi. Elektronlar $a=f/m=eE/m$ tezlanish oladilar, shuning uchun ularning tartibli harakat tezligi erkin yugirish vaqti davomida chiziqli ravishda oʻsadi.

$$V_m = a\tau. \quad (7.9)$$

Ammo erkin yugirish vaqtining oxirida elektron kristall panjaraning ionlari bilan toʻqnashib tartibli tezligini butunlay yoʻqotadi. Tezlikning oʻzgarish jarayonini 7.4 - rasmdagi grafik asosida izohlash mumkin. Rasmdan koʻrinib turibdiki davriy ravishda elektronning tezligi 0 dan v_m oʻzgarib turadi

$$v_m = a\tau = eE\tau/m = eE\ell/mu, \quad (7.10)$$

uning oʻrtacha tezligi esa

$$\langle v \rangle = (0 + v_m)/2 = eE\ell/2mu \quad (7.11)$$

(7.11) ni (7.7) ga qoʻysak

$$j = \frac{ne^2\ell}{2mu} E = \sigma E, \quad (7.12)$$

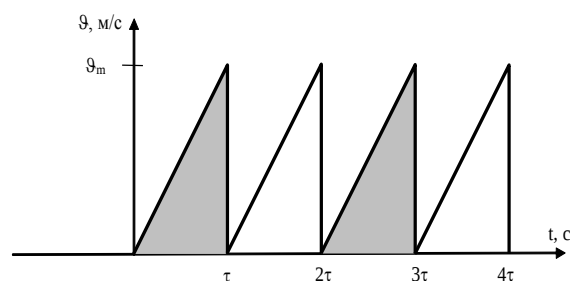
yaʼni Om qonunining differentsial koʻrinishi hosil boʻladi. (7.12) dagi

$$\sigma = ne^2\ell/2mu \quad (7.13)$$

oʻtkazgichning solishtirma elektr oʻtkazuvchanligi deyiladi.

Demak, elektron nazariya Om qonunini tushuntirish bilan birga metallning solishtirma elektr oʻtkazuvchanligini hisoblashga ham imkon beradi.

Drude-Lorents nazariyasi, uning ayrim kamchiliklarini xisobga olmaganda,



7.4-rasm

metallarda boʻladigan kinetik xodisalar mexanizmini anglashga imkon beradi. Masalan, elektr toki oʻtganda metallardan issiqlik ajralish xodisasi quyidagicha sodir boʻladi.

Oʻtkazgich ichidagi elektr maydoni ish bajarib, elektronlarga tezlanish beradi. Metall ionlari bilan toʻqnashganda esa elektronlar kristal panjaraga erkin yugirish vaqtida toʻplagan

energiyasini beradi, natijada metall qiziydi.

Erkin yugirish yo'lining boshida elektron $\frac{1}{2} mu^2$ kinetik energiyaga ega bo'ladi. Ion bilan to'qnashuv oldidan esa uning energiyasi $\frac{1}{2} m(u + v_{\max})^2$ qiymatga ega bo'ladi. Mazkur energiyalarning farqi to'qnashuvdan so'ng kristall panjaraning ioniga beriladi

$$\frac{1}{2} m(u + v_m)^2 - \frac{1}{2} mu^2 = \frac{1}{2} m(2uv_m + v_m^2) = \frac{1}{2} mv_m^2.$$

Elektronlarning dreyf tezligi $\langle v \rangle$ uning issiqlik harakat tezligidan juda kichik bo'ladi.

Agar metalldagi elektronlar kontsentratsiyasi n bo'lsa, uning birlik hajmidan birlik vaqt ichida ajralib chiqdigan issiqlik miqdori, ya'ni differentsial quvvat:

$$w = \frac{nm}{2\tau} v_m^2 = \frac{nm}{2l} \left(\frac{e\ell}{mu} E \right)^2 = \frac{ne^2 \ell}{2mu} E^2 = \sigma E^2$$

ya'ni

$$w = \sigma E^2 \quad (7.14)$$

(7.14) tenglik haqiqatdan ham Joul-Lents qonunining differentsial ifodasidir.

3. Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya.

Metallardan elektronlarning chiqish ishi.

Metall tarkibidagi erkin elektronlarga chiqish ishini engishga etarli energiya berilsa ular metall sirtidan uchib chiqishlari mumkin. Bu hodisani elektron emissiya hodisasi deyiladi. Elektronlar qanday energiya hisobiga uchib chiqishiga qarab termoelektron, fotoelektron, ikkilamchi elektron va avtoelektron emissiyalar deyiladi.

Qizdirilgan metallardan elektronlarning uchib chiqishiga termoelektron emissiya xodisasi deyiladi. Metallarda erkin elektronlar soni ko'p va ularning tezliklari turlicha bo'lganligi uchun o'rtacha temperaturada ham ayrim elektronlar chiqish ishini engishga etarli energiyaga ega bo'lib metall sirtini tark etib turadilar. Temperatura ortishi bilan esa metallning sirtidan uchib chiqayotgan elektronlarning oqimi sezilarli ortadi. Termoelektron emissiyaning qonuniyatlarini vakuumli diod deb ataladigan ikki elektrodli lampa yordamida o'rganish mumkin.

Vakuumli diod, ichiga anod (A) va katod (K) deb ataladigan ikkita elektrod joylashtirilgan va havosi so'rib olingan shisha yoki metall ballondan iborat. Diodning katodi, elektronning chiqish ishi nisbatan kichik bo'lgan, metall oksidlar bilan qoplangan qiyin eriydigan metall simdan yasaladi. Uning anodi esa katodni o'rab olgan tsilindr shaklidagi metall dan yasaladi. Elektr sxemalarda diodning tasvirlash va ulash 7.5-rasmda ko'rsatilgan:

ϵ_K - tok manbai orqali katoddan tok o'tkazilsa, u qiziydi va undan elektronlar uchib chiqadi, ya'ni termoelektron hodisa ro'y beradi. Agar anodga ϵ_A - tok manbaining musbat qutbi ulansa lampadan tok o'tadi, manbaining manfay qutibi ulanganda lampadan tok o'tmaydi. Demak, katoddan manfiy zaryadli zarrachalar - elektronlar uchib chiqayotganiga ishonch hosil qilish mumkin.

Katod xarorati o'zgarmas bo'lganda lampadan o'tayotgan I tokning katod va anod oralig'ida hosil qilingan kuchlanish U ga bog'lanishini, odatda, lampaning Volt-Amper xarakteristikasi (VAX) deyiladi. Diodning VAX si Rossiyalik fizik S.A. Boguslavskiy va amerikalik fizik I. Lengmyurlar tomonidan atroflicha o'rganilgan. Ularning olgan

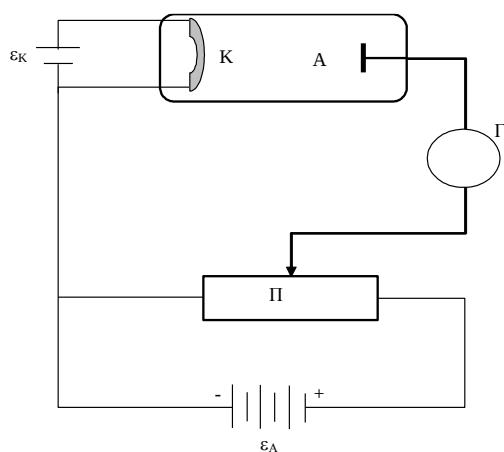
natijalariga ko'ra, anod kuchlanishining uncha katta bo'lmagan musbat qiymatlarida termoelektron tok quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgaradi:

$$I_a \approx VU^{3/2}, \quad (7.15)$$

bu erdagi V - koefitsent elektrodning shakli, o'lchami va ularning o'zaro joylashiga bog'liq, ya'ni berilgan diod uchun o'zgarmas kattalik.

(7.15) ifodani 3/2 yoki Boguslavskiy-Lengmyur qonuni deyiladi. Anod kuchlanishi ortishi bilan tok o'zining maksimal qiymatigacha o'sib o'zgarmas bo'lib qoladi. Tokning maksimal qiymatini to'yinish toki deyiladi. Uning qiymati katodning xaroratiga proporsional bo'ladi. Tajribada kuzatilgan VAX ni quyidagicha tushuntirish mumkin. Qizdirilgan katoddan uchib chiqayotgan elektronlar tezligi turlicha bo'ladi. SHuning uchun ularning bir qismi to'g'ridan-to'g'ri anodga etib borishlari va I_{01} yoki I_{02} toklarni xosil qiladilar. Tezligi katta bo'lgan elektronlarning katod oldida tutib qolish uchun anodga U_t tormozlovchi manfiy kuchlanish qo'yish kerak.

$T_2 > T_1$ bo'lgani uchun I_{02} ham I_{01} dan katta bo'ladi, chunki xarorat ortishi bilan katoddan katta tezlikda uchib chiqayotgan elektronlarning soni ham ortadi.



7.5-rasm

Katodga nisbatan anodning potentsiali ortgan sari unga etib kelayotgan elektronlarning soni orta boshlaydi va tok kuchi dastlab 3/2 qonuni bilan o'sa boshlaydi. U ning qiymati o'sishi bilan birlik vaqt ichida anodga etib kelayotgan elektronlarning sonining ortishi kamaya boshlaydi, natijada tokning o'sishi ham kamayadi va nixoyat berilgan haroratda katoddan birlik vaqt ichida uchib chiqayotgan elektronlarning barchasi birlik vaqt ichida anodga kelib tusha boshladi. Shuning uchun U ortishiga qaramasdan tok kuchi o'zgarmay qoladi, ya'ni anod

toki to'yinadi.

Katodning harorati orttirilsa undan uchib chiqayotgan elektronlarning soni ham ortganligi uchun to'yinish toki ham katta bo'ladi. Demak to'yinish tokining zichligi katod materialining elektronlarni emissiyalash qobiliyatini belgilaydi.

Kvant statistikasi qonunlariga asoslanib Richardson va Deshmanlar to'yinish tokining zichligi quyidagi ko'rinishga ega ekanligini nazariy aniqlaganlar:

$$j = Ce^{-A/KT} \quad (7.16)$$

Bu erda A - elektronning katoddan chiqish ishi, T - termodinamik temperatura, $S = 1.2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ metallar uchun bir xil doimiy koefitsent. k - Boltsman doimiysi.

(7.16) dan ko'rinib turibdiki A ning kamaytirish orqali j ni kuchaytirish mumkin. Shuning uchun ham katod chiqish ishi kichik bo'lgan metall oksidlari bilan qoplanadi.

Termoelektron emissiya hodisasi texnikada keng foydalaniladi (elektron lampa, rentgent va televizor trubkalari).

4. Gazlarda elektr toki. Nomustaqil elektr razryad.

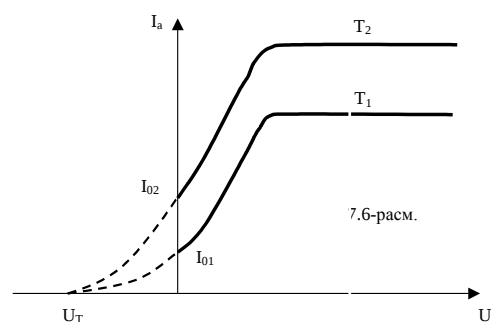
Gazlar normal sharoitda, neytral atom va molekulalardan tashkil topgan bo'lib, elektr tokini o'tkazmaydi. Gazlarda elektr tokini hosil qilish uchun uning atom va

molekulalarining bir qismini ionlashtirish, ya'ni ularni musbat zaryadli ion va manfiy zaryadli elektronlarga parchalab yuborish lozim. Bu jarayonda hosil bo'lgan elektronlarning bir qismi neytral atomlarga qo'shib manfiy ionlarni ham hosil qilishi mumkin.

Atom va molekulalar musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalarning muvozanatdagi mustaxkam sistemasidir. Ularni ionlashtirish uchun ma'lum miqdorda ish bajarish kerak. Bajariladigan ishning miqdori atom va molekulalarning kimyoviy tabiatiga, ular tarkibidagi elektronlarning energetik holatiga bog'liq. Atomlarning, boshqa elektronlariga nisbatan, uning tashqi qobig'ida joylashgan valent elektronlari kuchsiz bog'langan bo'ladi. Shuning uchun ularni ajratib olish uchun eng kam ish bajariladi. Bu ishni atomning ionlanish potentsiali bilan bog'lash mumkin:

$$A = e\varphi$$

Atom va molekulalarni turli tashqi ta'sirlar vositasida ionlash mumkin: qizdirish, rentgen yoki gamma nurlari bilan nurlantirish, katta tezlikda harakatlanayotgan elektronlar, ionlar va boshqa zarrachalar bilan bombardimon qilish va hokazo.

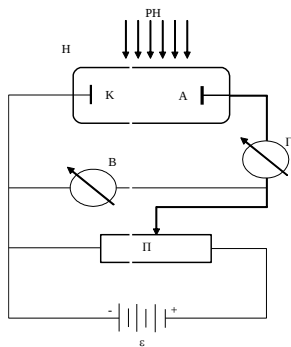


7.6-rasm

Gazlarni zarrachalar vositasida ionlashtirish zarbali ionlashish deyiladi. Faraz qilaylik, bizga bir atomli gaz berilgan. Unga zarrachalar oqimini yo'naltirsak, zarrachalar gazning neytral atomlari bilan to'qnashadi. Zarrachalarning kinetik energiyasi atomlarning ionlanish ishidan kam bo'lmasa to'qnashuv noelastik bo'ladi va gazning atomi ionlashadi, ya'ni elektron va musbat zaryadli ion hosil bo'ladi. Elektronlar o'z navbatida ionlar bilan birlashib ularni neytral holga keltirishi mumkin. Bu xodisani rekombinatsiya hodisasi deyiladi. Ionlashgan gazdan tok o'tishiga elektr razryadi yoki gaz razryadi deyiladi. Gazning elektr o'tkazuvchanligi doimiy tashqi ta'sir hisobiga sodir bo'lsa, bunday razryadni nomustaqil razryad deyiladi va u tashqi ta'sir to'xtatilgan zaxoti so'nadi. Nomustaqil razryad hodisasini quyidagi qurilma yordamida o'rganish mumkin (7.7-rasm).

Bir atomli gaz to'ldirilgan hamda K-katod va A-anod elektrodlar kavsharlangan N-shisha nay intensivligi o'zgarmas Rengen nurlari bilan nurlantirilsa naydagi gaz ionlashadi. K va A elektrodlar orasida P potentsiometr yordamida potentsiallar farqi hosil qilinsa gazdan tok o'tadi. G galvanometr vositasida o'lchangan I tokning V voltmetr bilan o'lchangan U kuchlanishga bog'lanishini (VAX) Volt-Amper xarakteristika deyiladi. Tajribadan olingan natija 7.8-rasmda ko'rsatilgan.

Tok tashuvchilar vazifasini elektron va bir valentli musbat ionlar bajaradi. Ularning soni, zaryadi miqdoran teng, ishoralari esa qarama-qarshi. Kuchlanishning uncha katta bo'lmagan qiymatlarida tok kuchlanishga to'g'ri proporsional bo'ladi (1 soha). Tok zichligi esa



7.7-rasm

$$j = (en_0\mu_- + q_+n_+\mu_+)E = en_0(\mu_- + \mu_+)E$$

bunda $n_0 = n_- = n_+$, μ_- va μ_+ mos ravishda elektron va ionning konsentratsiyalari va harakatchanliklaridir.

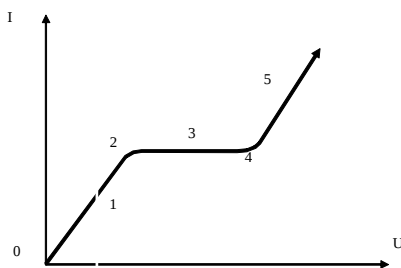
Ionlashtiruvchi rengen nurlarining intensivligi doimiy o'lgani uchun kuchlanish ortishi bilan anod va katodga birlik vaqt ichida etib borayotgan tok tashuvchilarning soni kamaya boradi (2 soha) va Ohm qonunidan chetlashish kuzatiladi. Kuchlanishning yanada ortishi natijasida gazda birlik vaqt ichida qancha elektron va ion hosil bo'lsa, ularning barchasi aynan shu vaqt ichida mos ravishda anod va katodga etib kelishadi. Ya'ni, anod va katodga kelib tushyotgan zaryadli zarrachalar soni o'zgarmas bo'lib qoladi.

Natijada tok ham o'zgarmaydi (3 soha). Tokning bu qiymatini to'yinish toki I_t deyiladi va u $I_t = en$ bo'ladi. Bundagi n - gazning birlik hajmida 1 sekunda hosil bo'layotgan elektronlar va ionlar soni.

Kuchlanish yanada ortirilganda tokning keskin ortib ketish sabablari bilan quyida tanishamiz.

Mustaqil gaz razryadi deb tashqi ionizatorning ta'siri to'xtatilganda ham davom etadigan gaz razryadiga deyiladi. Buning uchun razryadining o'zi, quyida bayon qilingan jarayonlar tufayli, gazda uzliksiz tok tashuvchilarni hosil qilish imkoniyatiga ega bo'lish kerak. Ular gaz molekulalarini zarbali ionlashishi tufayli paydo bo'ladilar.

Yuqoridagi (7.6) va (7.7-rasm)larga murojat qilamiz. K-A orasidagi kuchlanishning o'sishi ionizator ta'sirida hosil bo'lgan elektron va ionlar energiyasini orttiradi. Natijada quyidagi jarayonlar sodir bo'lishi mumkin:



7.8-rasm

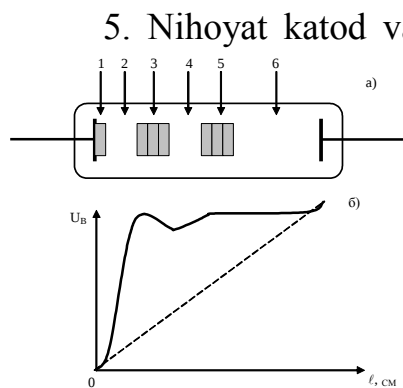
1. Aniqlik uchun (7.9) -rasmda ko'rsatilgan nay ichidagi gaz molekulalardan tashkil topgan bo'lsin. U holda elektr maydoni ta'sirida tezlanish olgan ($a = eE/m$) elektronlar erkin yugurish yo'li oxirida etarli energiya to'plab neytral molekulalarni ionlashtirib ikkilamchi elektronlarni va ionlarni hosil qilishi mumkin. Ikkilamchi elektronlar esa o'z navbatida boshqa neytral molekulalar bilan to'qnashib yangi elektron va ionlarni hosil qilishadi va xokazo. Natijada elektronlarning soni, anodga

yaqinlashgan sari, quyunsimon ortadi.

2. Gazdagi musbat zaryadlangan ionlar ham elektr maydoni ta'sirida tezlashib, o'z yo'lida uchragan neytral molekulalarni ionlashtirishi yoki qo'zg'algan xolatga o'tkazishi mumkin. Qo'zg'algan xolatdagi molekulalar o'rtacha 10^{-8} sekund davomida, elektromagnit to'lqinlar(fotonlar)ni nurlantirib, o'zlarining asosiy holatlariga o'tadilar.

3. Fotonlar o'z navbatida neytral molekulalarni ionlashtirishi va katod bilan to'qnashganda uning sirtidan elektronlarni urib chiqarishi mumkin.

4. Gaz tarkibidagi musbat ionlar ham elektr maydon ta'sirida tezlashib katodga urilganda undan elektronlarni urib chiqarishi mumkin.



7.9-rasm

5. Nihoyat katod va anod orasidagi kuchlanishning ancha katta qiymatlarida gaz tarkibidagi musbat ionlar uning neytral molekulalarini ionlashtirishga qodir bo'lib qolishlari natijasida ularning soni katod tomonga borgan sari quyunsimon ko'payib ketishi mumkin. Mazkur katod sirtidan musbat ionlar urib chiqarayotgan qo'shimcha elektronlar o'z navbatida katod va anod orasida shunday tezlashadilarki, o'z yo'lida uchragan neytral molekulalarni ionlashtira boshlaydi, natijada gazda qo'shimcha ionlar hosil bo'ladi, shu paytdan boshlab razryad mustaqil bo'lib qoladi.

Miltillama razryad -miltillama razryad past bosimlarda kuzatiladi. Uni kuzatish uchun yassi elektrodlar kavsharlangan, ichida havosi bor 30-50 sm uzunlikdagi nay olamiz. Uning elektrodlariga bir necha yuz volt o'zgarmas kuchlanish qo'yib havoni nasos yordamida so'rib ola boshlaymiz.

Bosim 5-7 kPa gacha kamaytirilganda nayda qizg'ish ingichki ilon iziga uxshash ipsimon razryad hosil bo'ladi. Bosim yanada kamayib 13 Pa ga etganda razryad asta sekin yo'g'onlashib 7.9,a- rasmda ko'rsatilgan ko'rinishni oladi. K va A orasidagi potentsial taqsimoti ham rasmda ko'rsatilgan (7.9,b-rasm). Razryad sohasi asosan 6 qismdan iborat .

1- soha -atom qorong'iligi deyiladi. U katodga juda yopishgan bo'ladi. Qalinligi millimetrning ulushlariga teng. Bu sohada elektronlar gaz molekulalarini qo'zg'atishga etarli energiyaga ega bo'lmaydi. 2 yupqa yorug' soha - katod (qatlami) chaqnashi deyiladi. Bu sohaga etib borgan elektronlar energiyasi gaz molekulalarini qo'zg'atishga etarli lekin ionlay olmaydi. Uyg'ongan ionlar nur chiqarib o'zlarining asosiy holatlariga qaytadilar. 3 katod qorong'iligi sohasiga etib kelgan elektronlar molekulalarni ionlashtirish uchun etarli energiyaga ega bo'ladilar. Natijada molekulalarning ionlashishi tufayli elektron quyuni hosil bo'ladi, molekulalarning qo'zg'algan holatga o'tish ehtimolligini kamaygani uchun gazning yorug'lik chiqarishi susayib ketadi. Nayda mustaqil razryad hosil bo'lishi uchun 3- qorong'i soha hal qiluvchi ahamiyatiga ega, chunki shu sohada paydo bo'lgan musbat ionlar katodga etib kelib urilganlarida undan etarlicha miqdorda elektronlarni urib chiqarilishini taominlaydilar.

Katod qorong'iligi sohasi keskin 4- manfiy miltillama razryad sohasiga o'tadi. Bu nurlanish sohasi katod tomonda qat'iy chegaralangan. U asosan elektron va musbat ionlarning rekombinatsiyalanishi oqibatida gazga keladi. Anod tomonga borgan sari miltillama nurlanish ravshanligi susayib boradi va elektron qorong'ining eng tez elektronlari ham etib kela olmaydigan, 5- Faradey qorong'iligi sohasiga tutashib ketadi.

Yuqorida tavsiflangan razryad sohasida mustaqil razryadni ushlab turish uchun kerak bo'lgan barcha jarayonlar sodir bo'ladi, shuning uchun 1-5 sohani razryadning katod qismi deyiladi.

Faradey qorong'iligidan keyin musbat nurlanish deb atalgan 6 soha boshlanib anodgacha bo'lgan oraligni to'la egallaydi. Bu sohada elektron va musbat ionlarning konsentratsiyasi va umuman ionlashish yuqori bo'ladi. Soha katta elektr o'tkazuvchanligiga ega. Musbat soha asosan elektron va musbat ionlarning rekombinatsiyalanishi tufayli hosil bo'ladi.

Naydagi gazning turiga qarab turli rangdagi razryad xosil bo'ladi. Masalan neon gazi ravshan qizil, argon-ko'k yorug'lik chiqaradi va boshqalar. Shuning uchun miltillama razryad kunduzgi yorug'lik lampalarida qo'llaniladi.

5. Plazma haqida tushuncha.

Yuqori darajada ionlashgan gazga plazma deyiladi. Bunday ionlashgan gazdagi musbat va manfiy zaryadlarning xajmiy zichliklari absolyut qiymatlari jixatidan taxminan teng bo'ladi:

$$\rho_+ = |\rho_-| \text{ yoki } \rho_+ + \rho_- = 0 \quad (7.17)$$

Ionlarning issiqlik harakatlari sababli, ρ_+ va ρ_- larning oniy qiymatlari ularning o'rtacha qiymatlari atrofida tartibsiz tebranib turadi. Shuning uchun (7.17) tenglik ma'lum darajada doimo buzilib turadi. Plazmaning eng muxim xususiyati - uning kvazineytralligida. Kvazineytrallik tushunchasi bilan elektronlar va bir xil ionlardan iborat bo'lgan plazma misolida tanishaylik. Bunday plazmada elektronlarning issiqlik harakat tezliklari ionlarnikidan kattaroq bo'ladi. Shuning uchun elektronlar plazma tashkil qilgan xajmdan tezroq chiqib ketishi va plazma xajmida ionlarni miqdori ortib ketishi tufayli elektr maydon vujudga kelishi kerak. Lekin, plazmada katta elektr maydoni vujudga kelmaydi. Chunki, plazmaning biror qismida ionlarning to'planib qolishi natijasida vujudga kelgan ionlarning harakatiga tormozlovchi ta'sir ko'rsatadi, so'ng ularni orqaga qaytaradi. Shu tarzda elektronlarni tebranma harakati vujudga keladi. Bu tebranishlarning chastotasi va amplitudasini topaylik.

Zichligi n_e bo'lgan elektronlarni x masofaga siljishi natijasida vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = -\frac{en_e x}{\epsilon_0} \quad (7.18)$$

bo'ladi. Bu maydon tomonidan elektronga

$$F = eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x \quad (7.19)$$

kuch ta'sir etadi. Bu kuch $F = -kx$ kuchga o'xshash. Shuning uchun bu kuch ta'sirida elektron plazma hajmida

$$\omega_l = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (7.20)$$

chastota bilan tebranadi.

Bu chastotani plazma chastotasi yoki Lengmyur chastotasi deyiladi. Elektronlar bilan ionlarning to'qnashuvi natijasida tebranish so'nadi. Tebranishlar amplitudasini quyidagicha topish mumkin. Elektron plazma hajmi bo'ylab elektr maydonida x masofaga siljiydi va maydon ish bajaradi:

$$A = Fx = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 \quad (7.21)$$

Bu ish shu elektronni kinetik energiyasini o'zgarishi hisobiga bajariladi. Shuning uchun

$$\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 = kT_e,$$

bundan

$$x = \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k}{e^2 n_e} \cdot T_e} \quad (7.22)$$

kelib chiqadi. Bu ifoda issiqlik harakati tufayli plazmada zaryadlar fazoviy ajraladigan masofaning maksimal qiymatini aniqlaydi. Bu masofani Debay radiusi (λ_D) deb ataladi. SHunday qilib, debay radiusi zaryadlarning fazoviy ajralishi darajasini, lengmyur chastotasi esa zaryadlarning ajralmas xolatiga qaytish davrini, ya'ni plazmani zaryad jixatidan neytralligini tiklash davrini xarakterlaydi. Hisoblashlar ko'rsatadiki, $T \neq \text{const}$ xolat uchun bir zaryadli ionlardan iborat plazmada debay radiusi

$$\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 k T_u / [n_0 e^2 (1 + T_u / T_e)]}. \quad (7.23)$$

Agar plazmadagi ionlar temperaturasi T_i elektronlar temperaturasi T_e dan juda kichik, ya'ni $T_i \ll T_e$, bo'lsa, debay radiusini plazmaning ion T_i temperaturasi belgilaydi.

Agar plazma muvozanat vaziyatda, ya'ni $T_i = T_e = T$ bo'lsa, bunday holda debay radiusini hisoblash uchun (7.22) va (7.23) formulalardan foydalanish mumkin.

Plazmadagi T_i ionlar temperaturasi qiymatiga bog'liq holda plazma past temperaturali plazmaga ($T_i < 10^5$ K) va yuqori temperaturali plazmaga ($T_i > 10^7$ K) bo'linadi.

Xulosa qilib aytganda, elektronlar va ionlardan iborat gazni, bu gaz egallagan xajmning chiziqli o'lchamlari debay radiusidan katta bo'lganda (faqat shu xolatda kvazineytrallik sharti bajariladi) plazma deb atash mumkin.

Plazma plazmali raketa dvigatellarida va magnitogidrodinamik dvigatellarda ishchi jism bo'lib xizmat qiladi. Bundan tashqari plazmada termoyadro reaksiyalarini boshqarishda foydalanish istiqbollari mavjud.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Rikke tajribasini tushuntiring.
2. Drude-Lorents nazariyasini tushuntirib bering.
3. Termoelektronemissiya xodisasini ayting.
4. Nomusta qil va mustaqil gaz zaryadlari bir-birlaridan qanday belgilar bilan farqlanadiq
5. Plazma hosil bo'lish shartini tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. A.Abdullaev Fizika kursi T. 1989 y.
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy Kurs fiziki M. 1989. §§20.3-20.9
3. O.Axmadjonov Fizika kursi. 2 k. 1989 y. V-bob. §§1-8.
4. Trofimova T.I. Kurs fiziki M. 1985. §§ 101-109.
5. Savelev I.V. Kurs fiziki 2- t.M. 1998.

8-MA'RUZA: VAKUUMDA MAGNIT MAYDONI

Reja:

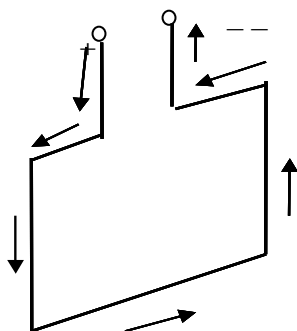
1. Magnit maydoni va uning xarakteristikasi. Magnit induksiya vektori.
2. Bio-Savar Laplas qonuni. To'g'ri va aylanma tokning magnit maydonini hisoblash.

Tayanch soʻz va iboralar:Elektr zaryadlari, magnit maydoni, tokli ramka, normal, juft kuch momenti, ramkaning magnit momenti, magnit induktsiyasi, parma qoidasi, magnit singdiruvchanlik, maydonlar supperpozitsiya printsiipi, tok elementlari.

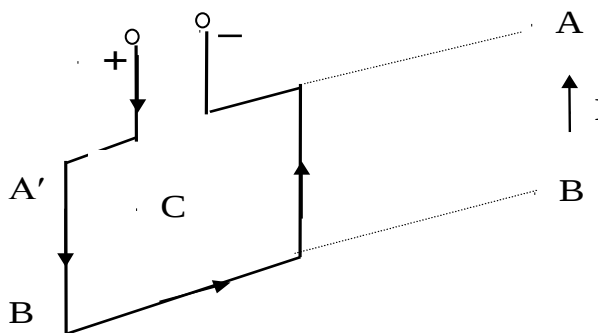
1. Magnit maydoni va uning xarakteristikasi. Magnit induktsiya vektori.

Elektr zaryadlari atrofida fazoda elektrostatik maydon xosil boʻlgani kabi elektr toklarining atrofida fazoda ham alohida tabiatli maydon paydo boʻladi, bu maydonni *magnit maydoni* deyiladi. Elektrostatik maydon oʻziga kiritilgan zaryadli jismlarga taʼsir qiluvchi kuchlar orqali namoyon boʻladi. Magnit maydon esa shu maydonga kiritilgan tokli oʻtkazgichlarga taʼsir qiluvchi kuchlar orqali namoyon boʻladi. Magnit maydonning tokka taʼsiri shu tok oqayotgan oʻtkazgichning shakliga, oʻtkazgichning maydondagi vaziyatiga va undagi tokning kuchi yoʻnalishiga qarab har xil boʻladi. Shu sababli magnit maydonini xarakterlash uchun uning muayyan bir tokka taʼsirini oʻrganish lozim. Bunda biz dastlab tokli oʻtkazgichlar boʻshliqda joylashgan deb xisoblaymiz. Magnit maydonning xossalari esa shu maydonning tokli berk yassi konturga koʻrsatadigan taʼsiriga qarab oʻrganamiz. Bunday konturni *ramka* deyiladi. Ramkaning oʻlchamlari tekshirilayotgan nuqtadagi magnit maydonini vujudga keltirayotgan toklar oqayotgan oʻtkazgichlargacha boʻlgan masofaga nisbatan kichik boʻlishi kerak.

Magnit maydon xossalari tekshirish uchun buralish deformatsiyasini seza oladigan, ingichka ipga osib qoʻyilgan ramkadan foydalanamiz (8.1-rasm).



8.1- rasm



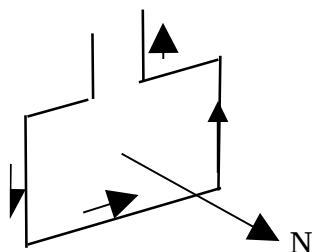
8.2 - rasm

Tajriba shunday kichik ramka tok oqayotgan simlar yoniga joylashtirilsa, maolom darajada burilishini koʻrsatadi. Magnit maydon ramkaga orientirlovchi taʼsir koʻrsatadi.

Masalan, uzun toʻgʻri sim orqali I tok oqayotgan boʻlsin (8.2-rasm). Bunday sim yaqiniga keltirilgan S ramka buralib, sim orqali oʻtuvchi $AA'VV'$ tekislik boʻylab joylashib oladi. Magnit maydon yoʻnalishini xarakterlash uchun ramka tekisligiga normal oʻtkazamiz (8.3.-Rasm).

Normalning uchidan qaraganimizda ramkadagi tok soat strelkasiga teskari yoʻnalgan holda koʻrinsa, bu yoʻnalish normalning musbat yoʻnalishi deb qabul qilamiz.

Boshqacha aytganda, normalning musbat yoʻnalishi deb dastasi ramkada oqayotgan tok yoʻnalishi boʻylab aylanayotgan parmaning ilgarilanma harakati yoʻnalishini qabul qilamiz.



8.3.-Rasm

Maydon ta'sirida ramkaning orientirlanishi magnit maydonda ramkaga juft kuch ta'sir qilishini ko'rsatadi. Tajriba bu juft kuch momenti (M) ning kattaligi ramkaning o'lchamlari (yuzasi S), orientirlanishi va undan oqayotgan tok kuchi (I) ga bog'liq ekanligini ko'rsatadi:

$$M \sim IS \sin \alpha \quad (8.1)$$

Ramkadan o'tayotgan tok kuchi I bilan ramka yuzining ko'paytmasi ramkaning magnit momenti (R_m) deyiladi.

$$P_m = IS \quad (8.2)$$

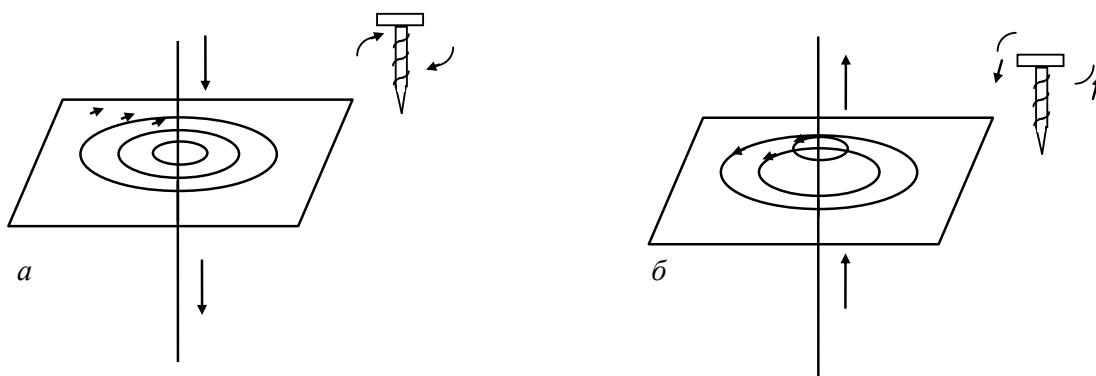
Magnit maydonning ixtiyoriy tanlab olingan nuqtasiga magnit momentlarining qiymatlari turlicha bo'lgan sinov ramkalarini navbatma-navbat kiritsak, ularga ta'sir etadigan juft kuch momentlarning maksimal qiymatlari ham turlicha bo'ladi. *Lekin, har bir sinov konturga ta'sir etuvchi aylantiruvchi kuch momentining ramkani magnit momentiga nisbati magnit maydonning ayni nuqtasi uchun o'zgarmas kattalik bo'ladi. Magnit maydonning miqdoriy xarakteristikasi vazifasini bajaradigan bu nisbat magnit induksiya B deb ataladigan vektor kattalikni ifodalaydi:*

$$B = \frac{M}{P_m} \text{ yoki } B = \frac{M}{IS} \quad (8.3)$$

SI tizimida magnit induksiya birligi sifatida magnit maydon shunday nuqtasining magnit induksiya qabul qilinishi kerakki, bu nuqtaga kiritilgan magnit momenti $1 \text{ A} \cdot \text{M}^2$ bo'lgan yassi konturga magnit maydoni tomonidan ta'sir etadigan aylantiruvchi momentning maksimal qiymati $1 \text{ N} \cdot \text{M}$ ga teng bo'lishi lozim. Bu birlik Tesla (Tl) deb ataladi:

$$1\text{Tl} = 1 \text{ N} \cdot \text{M} / 1 \text{ A} \cdot \text{M}^2 = \text{N/M} \cdot \text{A}$$

Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash uchun magnit induksiya chiziqlaridan foydalaniladi. To'g'ri tokning magnit induksiya chiziqlari markazlari o'tkazgich ustida



8.4-rasm

yotgan konsentrik aylanalardan iborat bo'ladi (8.4-rasm).

Magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini aniqlashda parma qoidasidan foydalaniladi: agar parmaning ilgarilanma harakatini tok bilan bir xil yo'naltirsak, u holda parma dastasining aylanish yo'nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi. Makrotoklar xosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ vektori magnit induksiya vektori $\vec{B}$ bilan izotrop muxitlar uchun quyidagicha bog'langan

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (8.4)$$

(8.4) - tenglikda μ_0 - magnit doimiysi, μ - muxitning magnit sindiruvchanligi bo'lib, bu kattalik mikrotoklar (modda atomlari va molekulalari elektronlarining harakati tufayli xosil bo'ladigan toklar) xisobiga magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ necha marta kuchayganligini ko'rsatadi.

2. Bio-Savar va Laplas qonuni. To'g'ri va aylanma tokning magnit maydonini xisoblash.

Bio va Savar turli shakldagi o'tkazgichlar atrofidagi magnit maydonlarni tekshirib, tokli o'tkazgichdan r masofada joylashgan biror nuqtaning magnit induksiyasi o'tkazgichdagi tok kuchi I ga to'g'ri proportsionalligini aniqladilar. Laplas ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgichlar atrofidagi nuqtalarda hosil bo'ladigan magnit induksiyasini aniqlashda maydonlar supperpozitsiya printsiptidan foydalandi. Bu printsiptga ko'ra, bir necha toklar tufayli xosil bo'ladigan maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi magnit induksiya $\vec{B}$ alohida toklar vujudga keltirayotgan maydonlarning ayni shu nuqtadagi magnit induksiyalarining ($\vec{B}_i$) vektor yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i \quad (8.5)$$

Ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich xosil qilayotgan maydonning biror nuqtasidagi magnit induksiya uning ayrim qismlari xosil qilayotgan magnit induksiyalarining vektor yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i = \int_l d\vec{B} \quad (8.6)$$

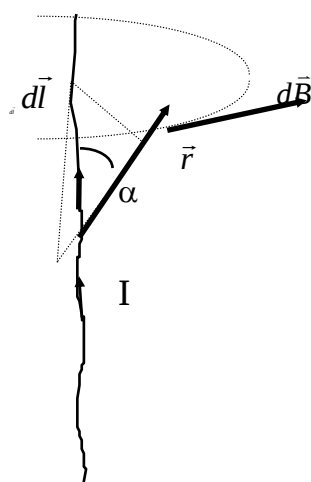
Har bir tok elementi ($I dl$) vujudga keltirayotgan (8.5-rasm) magnit induksiya

$$\vec{B} = \mu \mu_0 I [d\vec{l} \cdot \vec{r}] / 4\pi r^3 \quad (8.7)$$

$d\vec{B}$ ning moduli uchun quyidagi ifoda o'rinli:

$$dB = (\mu \mu_0 I dl \sin \alpha) / 4\pi r^2 \quad (8.8)$$

(8.7) va (8.8) munosabatlar Bio-Savar va Laplas qonunini ifodalaydi. Bu ifodalarda $\vec{r}$ - tok elementidan magnit induksiya aniqlanayotgan nuqtaga o'tkazilgan radius -



8.5-rasm

vektor; α - o'tkazgich elementar bo'lakchasi $d\vec{l}$ bilan $\vec{r}$ orasidagi burchak; μ - muxitning magnit sindiruvchanligi; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ esa magnit doimiysi.

$d\vec{B}$ ning yo'nalishi $d\vec{l}$ va $\vec{r}$ vektorlardan o'tuvchi tekislikka tik bo'ladi va parma qoidasidan topiladi: parma dastasi $d\vec{l}$ dan $\vec{r}$ ga eng kichik burchak orqali burilganda uning uchi $\vec{B}$ bo'yicha ketadi.

a) To'g'ri tokning magnit maydoni

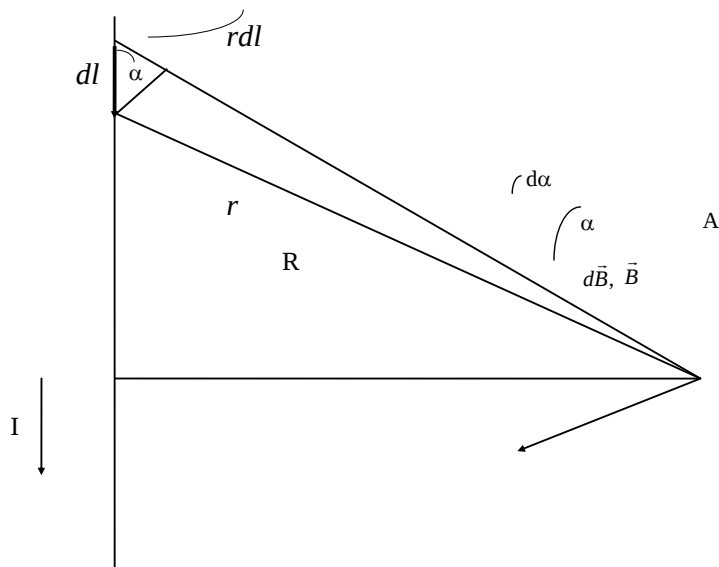
Cheksiz uzun, ingichka o'tkazgich o'zidan R masofada joylashgan biror A nuqtada hosil qilgan magnit induksiya kattaligi dV ni xisoblaylik (8.6-rasm).

8.6 - rasmdan ko'rinadiki $r = R/\cos\alpha$,
 $dl = r \cdot d\alpha/\cos\alpha$

Bu ifodalarni 8.8 - tenglikka qo'yib tok elementi xosil qilgan magnit induktsiyasi kattaligini topamiz.

$$dB = (\mu\mu_0 \sin \alpha d\alpha) / 4\pi R \quad (8.9)$$

8.9 - tenglikdagi burchak α qiymatlari 0 dan π ga qadar o'zgargani uchun 8.6 va 8.9 - tengliklarga ko'ra:
 B



8.6-rasm

Demak, to'g'ri tokning magnit induktsiyasi

$$B = (\mu\mu_0 2I) / 4\pi R \quad (8.10)$$

8.10-tenglikka ko'ra, to'g'ri tok xosil qilgan magnit induktsiyasi kattaligi tok kuchigaproportsional ekan.

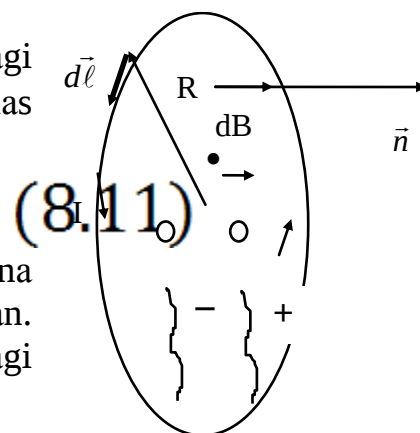
b) Aylanma tok markazidagi magnit maydoni

Radiusi R bo'lgan aylana shaklidagi o'tkazgichdan I tok oqayotgan bo'lsin (8.7-Rasm).

Aylananing har bir dl elementi va radiusi R orasidagi burchak $\pi/2$ ga teng bo'lganligi uchun Bio-Savar-Laplas qonuniga asosan:

$$dB = \mu\mu_0 I dl / 4\pi R^2$$

Barcha dB lar aynan bir xil yo'nalishda, ya'ni aylana markazidan o'tuvchi musbat normal ($\vec{n}$) bo'ylab yo'nalgan. Shuning uchun natijaviy maydonning aylana markazidagi magnit induktsiyasi:



8.7-rasm

$$B = \int dB = (\mu\mu_0 I / 4\pi R^2) \int_0^{2\pi R} dl = \\ = [(\mu\mu_0 I) 2\pi R] / 4\pi R^2 = (\mu\mu_0 I) / 2R^2$$

$$B = (\mu\mu_0 I) / 2R \quad (8.12)$$

Aylana shaklidagi tokli konturning magnit momenti $R_m = IS = I \cdot \pi R^2$ bo'lgani uchun (8.12)-ifodani quyidagicha o'zgartirib yozish mumkin:

$$B = (\mu\mu_0 I \cdot \pi R^2) / (2R \cdot \pi R^2) = \\ = (2\mu\mu_0 I \cdot P_m) / (4\pi R^3) \quad (8.13)$$

$\vec{B}$ va $\vec{P}_m$ vektorlar konturga o'tkazilgan musbat normal $\vec{n}$ bo'ylab yo'nalgani uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$\vec{B} = (2\mu\mu_0 I \cdot \vec{P}_m) / (4\pi R^3) \quad (8.14)$$

(8.14) tenglikka ko'ra doiraviy tokning magnit maydoni aylana shaklidagi tokli konturning magnit momentiga to'g'ri proportsional ekan.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Tokli o'tkazgichlar yaqiniga joylashtirilgan sinov ramkalariga qanday kuchlar ta'sir qiladi.
2. Magnit induktsiyasi kattaligi deb nimaga aytiladi.
3. Maydonlar superpozitsiya printsipini tushuntiring.
4. Bio-Savar Laplas qonunlaridan maydon induktsiyasi kattaligini xisoblashda qanday foydalaniladi.

ADABIYOTLAR

- 1.1. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 1-t. §-1,4.
- 1.2. I.V.Savelev. Kurs oboshey fiziki. 1,2 - t. "Nauka" 1998.
- 1.3. L.A.Gribov, Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki. "Gardarika" M. 1998g.

9-MA'RUZA: VAKUUMDA MAGNITOSTATIKANING ASOSIY TENGLAMASI

Reja:

1. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'siri.

2. Harakatdagi zaryadga magnit maydonining ta'siri. Lorents kuchi. Xoll effekti.
3. Magnit maydonida zaryadlangan zarrachalarning harakati. Zaryadlangan zarrachalarni tezlashtiruvchi qurilmalar (tezlatgichlar).

Tayanch so'z va iboratlar: *Amper kuchi, chap qo'l qoidasi, parallel toklar, Lorents kuchi, markazga intilma kuch, Xoll doimiysi, chiziqli rezonans siklotron, duvnt.*

1. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'siri.

Magnit maydonda joylashgan tokli o'tkazgichga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch shu maydonning magnit induktsiyasi B ga, o'tkazgichning geometrik o'lchamlariga va undan o'tayotgan tok kuchi I ga bog'liq bo'ladi.

O'tkazgichning dl elementiga ta'sir etuvchi kuchni

$$d\vec{F} = I \cdot [d\vec{l} \times \vec{B}] \quad (9.1)$$

ifoda bilan, uning modulini esa

$$dF = IdlB \sin \alpha \quad (9.2)$$

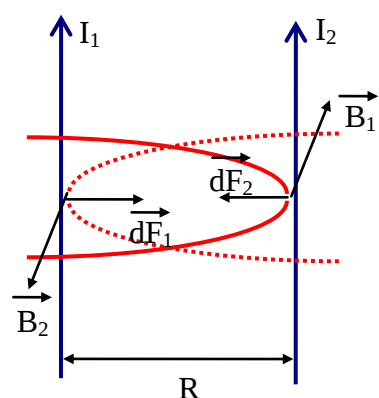
ifoda bilan aniqlanadi. (9.1, 9.2) - ifodalar Amper qonunini ifodalaydi. 9.1 va 9.2 - ifodalarda B - maydonning dl element joylashgan soxasidagi magnit induktsiyasi, α - $d\vec{l}$ va $\vec{B}$ vektorlar orasidagi burchak (9.1-rasm).

Ta'sir etuvchi kuchni (Amper kuchi) yo'nalishini chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi.

Qoida: *chap qo'limizni shunday joylashtirish kerakki, bunda B induksiya chiziqlari kaftimizga kirsin, to'rtala ochilgan barmoq tok yo'nalishiga mos kelsa, 90° ga ochilgan bosh barmoq Amper kuchining yo'nalishini ko'rsatadi.*

Amper qonuni tok oqayotgan ikkita parallel o'tkazgichlarni o'zaro ta'sir kuchlarini aniqlashda qo'llaniladi.

O'zaro parallel, oralaridagi masofa R bo'lgan I_1 va I_2 toklar oqayotgan (toklar yo'nalishi 9.2-rasmda ko'rsatilgan) cheksiz uzunlikdagi tokli o'tkazgichlarni ko'raylik.



9.2.- rasm

Har bir o'tkazgich o'zining atrofida magnit maydon xosil qiladi va shu maydon orqali Amper qonuniga ko'ra yonidagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiladi. I_1 tok oqayotgan o'tkazgich atrofida xosil bo'lgan magnit induktsiyasi

$$B_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1}{R} \quad (9.3)$$

bo'lib I_2 tok oqayotgan o'tkazgichning dl elementiga Amper qonuniga asosan

$$dF_2 = I_2 B_1 dl \quad (9.4)$$

kuch bilan ta'sir qiladi. 9.3-tenglikni xisobga olib 9.4-tenglikni

quyidagicha yozamiz:

$$d\vec{F}_2 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} d\vec{l}. \quad (9.5)$$

Xuddi shuningdek I_2 tok xosil qilgan magnit maydon I_1 tok oqayotgan o'tkazgichning dl elementiga dF_1 kuchga qarama-qarshi yo'nalgan

$$dF_1 = I_1 B_2 dl = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (9.6)$$

kuch bilan ta'sir qiladi. (9.5) va (9.6) ni tengliklarni taqqoslab $dF_1 = dF_2$ ekanligi, ya'ni tokning yo'nalishi bir tomonga yo'nalgan ikki parallel o'tkazgich bir-biriga

$$dF = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (9.7)$$

kuch bilan tortilishini ko'ramiz.

Agar ikki parallel o'tkazgichlardagi toklar qarama-qarshi yo'nalishda oqsa, chap qo'l qoidasini qo'llagan holda, bu o'tkazgichlar o'zaro bir-biridan qochishini ko'rish mumkin.

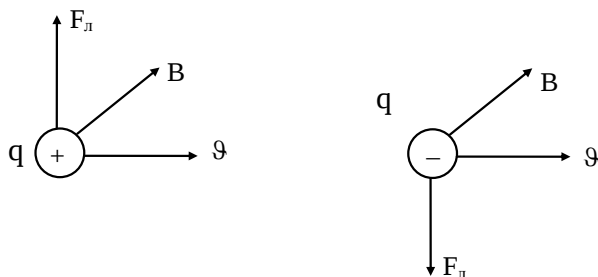
2. Harakatdagi zaryadga magnit maydonining ta'siri. Lorents kuchi. Xoll effekti.

Magnit maydoni faqat tok oqayotgan o'tkazgichlargagina ta'sir qilib qolmasdan, balki harakatdagi zaryadlangan zarrachalarga ham ta'sir qiladi. Magnit maydonida $\vec{v}$ tezlikda harakatlanayotgan q zaryaga

$$\vec{F}_L = q[\vec{v} \cdot \vec{B}] \quad (9.8)$$

kuch ta'sir etadi. Bu kuchni Lorents kuchi deyiladi. Lorents kuchini yo'nalishini chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi.

Agar kaftga B induksiya chiziqlari kirs, to'rtala ochilgan barmoq musbat zaryadning tezlik, $\vec{v}$ - vektor yo'nalishiga mos kelsa, bosh barmoq Lorents kuchi yo'nalishini ko'rsatadi (9.3-rasm).



9.3 - rasm

Lorents kuchining (G') modul bo'yicha ifodasi

$$F_L = qvB \sin \alpha \quad (9.9)$$

(9.9) - tenglikda α , $\vec{B}$ va $\vec{v}$ orasidagi burchak. Lorents kuchi zarracha yo'nalishiga tik, demak unga markazga intilma tezlanish beradi va zarracha harakat yo'nalishini o'zgartiradi,

xolos.

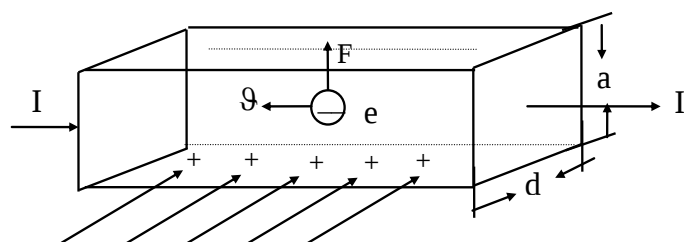
Agar zaryadga magnit maydonidan tashqari, kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ ga teng bo'lgan elektr maydoni ham ta'sir etsa, natijaviy kuch Lorents va elektr kuchlarining vektor yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$\vec{F} = \vec{F}_{el} + \vec{F}_L = q\vec{E} + q[\vec{v} \cdot \vec{B}] \quad (9.10)$$

(9.10) - ifoda Lorents formulasi deyiladi.

Xoll effekti. Xoll effektining mohiyati shundan iboratki, metall yoki yarim o'tkazgichdan yasalgan plastinka magnit maydoniga joylashtirilib undan tok o'tkazilsa, ($\vec{B}$ va tok yo'nalishiga tik yo'nalishda) plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida noldan farqli bo'lgan potentsiallar ayirmasi xosil bo'ladi.

Metall plastinka (eni d , qalinligi



9.4 - Rasm

a) magnit induksiya chiziqlariga (V) perpendikulyar joylashgan bo'lsa, Lorents kuchlari ta'sirida elektronni xarakat yo'nalishi o'zgaradi va natijada plastinkaning yuqori qirrasida ortiqcha manfiy zaryadlar, qarama-qarshi qirrasida ortiqcha musbat zaryadlar to'planadi (9.4-rasm). Shu sababli plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida pastdan yuqoriga

yo'nalgan ko'ndalang elektr maydoni xosil bo'ladi. *Elektr kuchlari Lorents kuchlariga teng bo'lganda plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida xosil bo'lgan Xoll potentsiallar ayirmasi magnit induksiya kattaligiga (V), tok kuchi (I) ga to'g'ri proporsional bo'lib, plastinkaning qalinligiga (a) teskari proporsional bo'ladi.*

$$\Delta\varphi = R \cdot \frac{IB}{a} \quad (9.11)$$

(9.11)- tenglikda $R = 1/ne$ ($n - 1 \text{ sm}^3$ dagi zaryadlar soni, e - elektron zaryadi) Xoll doimiysi bo'lib moddaning turiga bog'liq bo'ladi. O'lchangan Xoll doimiysining qiymatlariga ko'ra, o'tkazgichdagi elektronlar sonini va R ning ishorasiga qarab tekshirilayotgan o'tkazgichning qanday o'tkazuvchanlikka ega ekanligini aniqlash mumkin.

3. Tezlatgichlar

Harakatlanayotgan zaryadlarga yuqoridagi ta'sirlarga asoslanib tezlatgichlar qurilgan. Tezlatgichlar yordamida zaryadli zarrachalarga (elektronlar, protonlar, mezonlar, ionlar va x.z.) juda katta energiya berish mumkin.

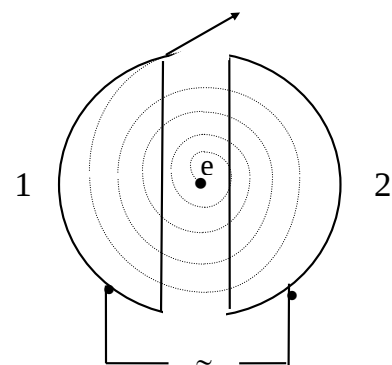
Chiziqli tezlatgich. Zarrachalar yuqori kuchlanishli generator yordamida xosil qilingan elektrostatik maydon yordamida tezlatiladi. Bunda Q zaryad $\varphi_1 - \varphi_2$

potentsiallar ayirmasi orqali o'tganda

$W = Q \cdot (\varphi_1 - \varphi_2)$ energiya oladi. Shunday qilib, zarracha ≈ 10 meV energiyaga qadar tezlatiladi.

Chiziqli rezonansli tezlatgich. O'ta yuqori chastotali o'zgaruvchan elektr maydonida protonlar bir necha megoelektronvoltgacha, elektronlar o'n gigaelektronvolt energiyagacha tezlatiladi.

Siklotron - og'ir zarrachalar (proton, ion) ni tezlatuchi qurilmadir. Qurilmaning printsipl sxemasi 9.5-rasmda ko'rsatilgan.



9.5 - rasm

Siklotronni asosiy qismi kuchli elektromagnit bo'lib, uning qutblari orasida duant deb ataladigan vakuum kamerasi 1 va 2 joylashgan. Duantlar o'zgaruvchan kuchlanishli yuqori chastotali generator qutblariga ulanganligi uchun navbatma-navbat gox manfiy, gox musbat zaryadlanib turadi.

Agar zaryadlangan zarrachani duantlar orasidagi markazga kiritilsa, zarracha elektr maydonida tezlanish olib, uning traektoriyasi magnit maydon taocirida egrilanadi va duant 1 ga tortiladi. Zarracha yarim aylanani bosib o'tgach, yana duantlar orasidagi tirqishga yotib keladi va duant 2 ga tortilib tezlashadi. Shu tariqa zarrachaning tezligi va orbitasining radiusi ortib boradi. Zarrachaning traektoriyasi spiralsimon shaklda yoyilib

boradi va nixoyat, etarli energiyaga ega bo'lgach, maxsus qurilma orqali tashqariga chiqadi. Bunday qurilmalar yordamida protonlarni 20 MeV energiyaga qadar tezlatish mumkin.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Magnit maydoniga joylashtirilgan tokli o'tkazgichlarga qanday kuch ta'sir etadi q
2. Chap qo'l qoidasini ayting.
3. Lorents kuchi yo'nalishi qanday aniqlanadi q
4. Xoll effektini mohiyatini tushuntiring.

ADABIYOTLAR

- 1.1. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 1-t. §-1,4.
- 1.2. I.V.Savelev. Kurs obo'ey fiziki. 1,2 - t."Nauka" 1998.
- 1.3. L.A.Gribov, Prokof'eva N.I. Osnovq fiziki. "Gardarika" M. 1998g.

10-MA'RUZA. MAGNIT ZANJIRLARINING QONUNLARI

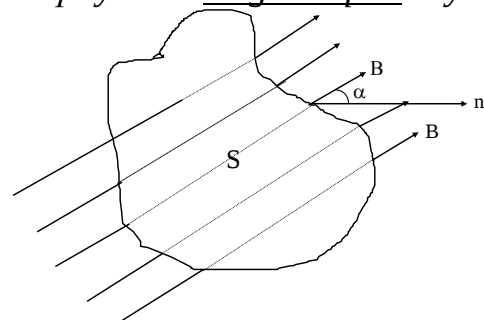
Reja:

1. Magnit oqimi va uning birligi. Magnit oqimi uchun Gauss teoremasi.
2. Solenoid va toroidning magnit maydoni.
3. Tokli konturni magnit maydonida ko'chirishda bajarilgan ish.

Tayanch so'z va iboratlar: *magnit oqimi, Tesla, Gauss teoremasi, solenoid, toroid, Amper kuchi, berk kontur.*

1. Magnit oqimi va uning birligi. Magnit oqimi uchun Gauss teoremasi.

Magnit mayon induktsiyasining shu induktsiya chiziqlari o'tayotgan yuzaga ko'paytmasi magnit oqimi deyiladi (Rasm 10.1).



10.1 - rasm

$$dF_V = V_n \cdot dS = \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (10.1)$$

10.1 tenglikda $B_n = V \cdot \cos\alpha$ bo'lib, normal $\vec{n}$ bo'yicha yo'nalgan $\vec{B}$ vektorning proektsiyasi. α - $\vec{B}$ va $\vec{n}$ orasidagi burchak. Tokli kontur xosil qilgan magnit induktsiya oqimi doimo musbat bo'ladi. Ixtiyoriy S yuza orqali o'tuvchi magnit induktsiya oqimi

$$F_V = \int_S B_n \cdot dS = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (10.2)$$

bo'ladi. Bir jinsli magnit maydon uchun magnit oqimi

$$F_V = V S \cos\alpha \quad (10.3)$$

bo'ladi. 10.3 - tenglik bo'yicha magnit oqimi Veberda o'lchanishi kelib chiqadi. Bir Veber magnit induktsiyasi 1 Tesla (Ts) bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga tik bo'lgan $1m^2$ yuzadan o'tayotgan magnit oqimni bildiradi.

Magnit maydon induktsiyasi V uchun Gauss teoremasi quyidagicha taoriflanadi:

Teorema: Har qanday berk yuzadan o'tuvchi magnit induktsiya oqimi nolga tengdir:

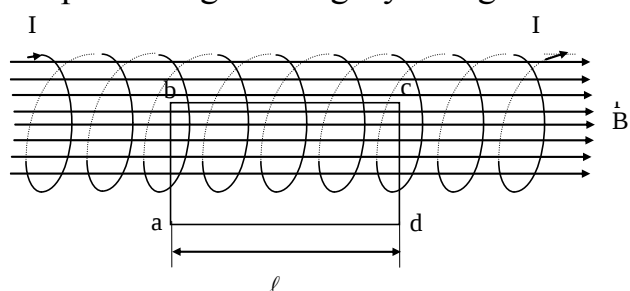
$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = \int_S B_n \cdot dS = 0 \quad (10.4)$$

Gauss teoremasi tabiatda magnit zaryadlarining mavjud emasligini va induktsiya chiziqlari doimo berk bo'lishini ko'rsatadi. Bundan kontur yuzasiga qancha induktsiya chiziqlari kirsa shunchasi chiqishi kelib chiqadi.

2. Solenoid va toroidning magnit maydoni.

Solenoid - markazlari umumiy o'qda yotuvchi bir-biri bilan ketma-ket ulangan aylanma toklar yig'indisidir (Rasm 10.2).

Solenoid ichidagi magnit maydonning induktsiyasi $\vec{B}$ ni ko'raylik. $\vec{B}$ ning yo'nalishi chapdan o'ng tomonga yo'nalgan o'zaro parallel to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi. $\vec{B}$



qiymatini topish uchun cheksiz uzun solenoidning n dona o'ramni o'z ichiga olgan l uzunligini xayolan ajratib, unda *av*da berk konturni o'tkazaylik. Berk kontur bo'yicha $\vec{B}$ vektorning sirkulyatsiyasi uchun quyidagi munosabat o'rinli:

10.2 - rasm

$$\oint_{abca} \vec{B}_e \cdot d\vec{\ell} = \int_a^b \vec{B}_e \cdot d\vec{\ell} + \int_b^c \vec{B}_e \cdot d\vec{\ell} + \int_c^d \vec{B}_e \cdot d\vec{\ell} + \int_d^a \vec{B}_e \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 n \cdot I$$

$$\oint_{abca} \vec{B}_e \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 n \cdot I \quad (10.5)$$

10.5 - tenglikdagi I - solenoiddan o'tayotgan tok kuchi. Berk konturning *av* va *sd* qismlari $\vec{B}$ chiziqlariga tik bo'lganligi uchun, bu qismlarda $\vec{B} \cdot \vec{\ell} = 0$. Konturning *da* qismi joylashgan soxada esa $V = 0$ bo'lganligi uchun $\vec{B} \cdot \vec{\ell}$ ham nolga teng. Shuning uchun 10.5 dagi to'rtta integraldan faqat bittasi noldan farqli. Natijada 10.5 - ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\int_b^c \vec{B}_e \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 n \cdot I \quad (10.6)$$

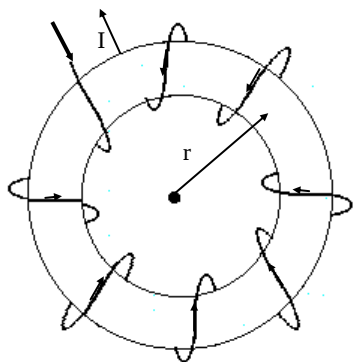
Konturning *vs* qismi V ga parallel bo'lganligi tufayli bu sohada $\vec{B} \cdot \vec{\ell} = V l$ bo'ladi. U holda (10.6) dagi integral

$$\int_b^c \vec{B}_e \cdot d\vec{\ell} = \int_b^c B d\ell = B \int_b^c d\ell = B l \quad (10.7)$$

10.6 va 10.7 larni taqqoslasak, $V l = \mu_0 n l$ yoki

$$V = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 n_0 I \quad (10.8)$$

(10.8) ifodadagi $n_0 = n/l$ - solenoidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni. Demak, cheksiz uzun solenoidning ichidagi barcha nuqtalarida $\vec{B}$ ning yo'nalishi ham, qiymati ham birday saqlanadi.



10.3- rasm

Agar solenoidni egib markazlari r masofada joylashgan xalqa xosil qilsak, natijada toroid deb ataladigan xalqasimon g'altak xosil qilamiz (10.3-rasm).

Magnit maydoni faqat toroid ichida mujassamlangan bo'ladi va quyidagi formula bilan xisoblanadi:

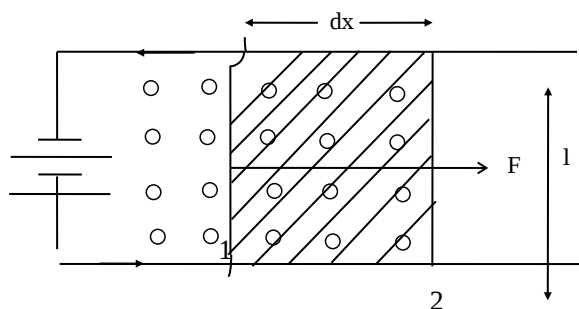
$$\Phi = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 \frac{n}{2\pi r} I \quad (10.9)$$

Demak, toroid ichida xosil bo'lgan magnit induktsiyasi kattaligi o'ramlar soni va undan o'tayotgan tok kuchiga bog'lanib o'zgarar ekan.

3. Tokli o'tkazgichning magnit maydonda ko'chirishda bajarilgan ish.

Ma'lumki, magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga Amper kuchi ta'sir qiladi. Agar o'tkazgichli ramkani biror qismi siljuvchan qilib yasali, u magnit maydoniga joylashtirilsa, ramkaga Amper kuchi ta'sir etib, uni siljitadi, ya'ni magnit maydoni ish bajaradi.

Aytaylik, tokli ramka bir jinsli magnit maydonga joylashgan bo'lib, magnit induktsiya chiziqlari ramka tekisligiga tik bo'lsin (10.4-rasm).



10.4 - rasm

Tokli o'tkazgichga $G = I|\vec{B}|$ kuch ta'sir etadi va ramkaning siljuvchi qismini dx masofaga ko'chiradi. Magnit maydonning bajargan ishi

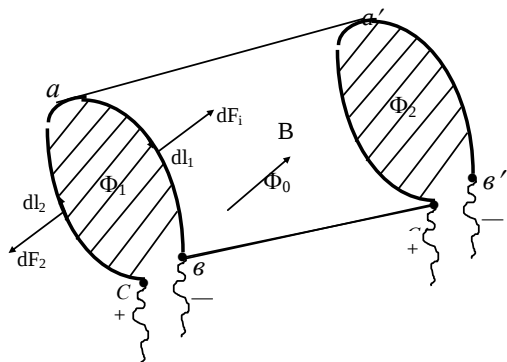
$$dA = F \cdot dx = IB dx = IB dS = IdF \quad (10.10)$$

Demak, bajarilgan ish tok kuchining ramka siljuvchi qismidan o'tayotgan magnit oqimi

o'zgarishi ko'paytmasiga teng ekan.

Olingan natijani berk konturni magnit maydonda ko'chirishda bajarilgan ishni xisoblashga tadbiiq etish mumkin.

10.5 - rasmda tasvirlangan tokli berk kontur ($abca$) magnit induktsiya chiziqlariga tik holda magnit maydonida ko'chayotgan bo'lsin.



10.5-rasm

Konturni xayolan ab va sa o'tkazgichlarga ajrataylik. Tokli berk konturni ko'chirishda bajarilgan ish (dA) konturning tarkibiy qismlari – ab va sa tokli o'tkazgichlarni ko'chirishda bajarilgan dA_1 va dA_2 larning yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$dA = dA_1 + dA_2 \quad (10.11)$$

Konturning ab qismidagi tok elementlariga ta'sir etuvchi kuchlar (Rasm 10.5 da dl_1 tok elementiga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi dF_1 kuchga

qarang) va av ni ko'chirilish yo'nalishlari orasidagi burchak o'tkir bo'lganligi uchun dA , ish musbat, uning qiymati (10.10) ga asosan, konturdan o'tayotgan tok kuchi bilan ko'chirilish jarayonda av o'tkazgich kesib o'tadigan magnit oqim (bu oqim aba'b' yuz orqali o'tuvchi oqim df_0 va a'b's'a' yuz orqali o'tuvchi df_2 magnit oqimlarining yig'indisidir) ko'paytmasiga teng.

$$dA_1 = I(df_0 + df_2) \quad (10.12)$$

Konturning sa qismidagi tok elementlariga ta'sir etuvchi kuchlar (10.5-rasmdagi dl_2 ga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi dF_2 kuchga qarang) va sa ning ko'chirilish yo'nalishlari orasidagi burchak o'tmas bo'lganligi uchun dA_2 ish manfiy, uning qiymati esa I tok bilan ko'chirilish davomida sa o'tkazgich kesib o'tadigan magnit oqim (bu oqim abca yuz orqali o'tuvchi df_1 va aa'c'b yuz orqali o'tuvchi df_0 magnit oqimlarining yig'indisidir) ko'paytmasiga teng:

$$dA_2 = -I(df_0 + df_1) \quad (10.13)$$

(10.12) va (10.13) tengliklar asosida (10.11) tenglikni quyidagicha yoza olamiz:

$$dA = I(df_2 - df_1) \quad (10.14)$$

Demak, magnit maydonda tokli berk konturni ko'chirishda bajarilgan ish shu konturdan o'tayotgan tok kuchi I bilan kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqimi o'zgarishlarining ($df_2 - df_1$) ko'paytmasiga teng.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Magnit oqimi deb nimaga aytiladi va qanday birliklarda o'lchanadiq
2. Solenoid va toroid xosil qilgan magnit maydon qaerda mujassamlashgan bo'ladi q
3. Tokli berk konturni magnit maydonida ko'chirishda bajarilgan ish ifodasini yozing va tushuntiring.

ADABIYOTLAR

- 1.1. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 1-t. §-1,4.
- 1.2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. 1,2 - t. "Nauka" 1998.
- 1.3. L.A.Gribov, Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki. "Gardarika" M. 1998g.

11-MA'RUZA. ELEKTROMAGNIT INDUKTSIYA XODISASI

Reja:

1. Elektromagnit induktsiya hodisasi. Lents qoidasi.
2. O'zinduktsiya hodisasi. Induktivlik. O'zaro induktsiya.
3. Magnit maydon energiyasi.

Tayanch so'z va iboralar: Berk kontur, induksion tok, solenoid, Lents qoidasi, bir jinsli magnittmaydoni, Faradey qonuni, Tesla, o'zinduktsiya, o'zaroinduktsiya, ulanish va uzulish ekstratoki.

1. Elektromagnit induktsiya hodisasi. Lents qoidasi.

Elektromagnit induktsiya hodisasini 1831 yili Faradey kashf qilgan. Xodisa shundan iboratki, har qanday berk o'tkazgich konturi bilan chegaralangan yuz orqali o'tayotgan

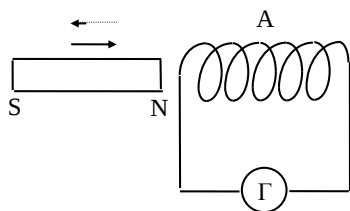
magnit induksiya oqimi o'zgargan vaqtda shu konturda elektr tok paydo bo'ladi. Bu tokka induksion tok deyiladi.

Galvonometrغا ulangan A solenoidning bir uchiga o'zgaras magnitni yaqinlashtirsak, solenoidda elektr toki paydo bo'ladi.

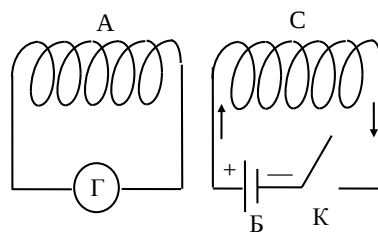
(11.1-rasm). S - solenoidni k - kalit orqali B tok manbaga ulasak, A solenoidda qisqa muddatli tok paydo bo'ladi (11.2-rasm).

Tajribalarni taxlil qilsak, birinchi tajribada shu narsa xarakterlidirki, A solenoidda tok magnit unga yaqinlashayotgan yoki undan uzoqlashayotgan paytdagina, yani solenoid yaqinida magnit maydon o'zgargan vaqtda yoki solenoidning o'zi magnit maydonida ko'chgan vaqtda paydo bo'ladi xolos. Magnitning solenoidga nisbatan xarakati yoki solenoidning magnitga nisbatan xarakati to'xtashi bilan solenoid yaqinidagi magnit maydon o'zgaras bo'lib qoladi va solenoiddan tok o'tmaydi. Ikkinchi tajribadagi hodisa ham birinchidagiga o'xshashdir - bunda o'zgaruvchan magnit maydonni S solenoidda hosil bo'lgan yoki yo'qolayotgan tok hosil qiladi. Ikkala holda ham o'tkazgich konturi yaqinidagi magnit maydonning kattaligi o'zgaradi, demak, kontur bilan chegaralangan sirt orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimi ham o'zgaradi.

Peterburg universitetining professori Lents induksion tokning yo'nalishi uchun quyidagi qoidani topdi: *berk konturda xosil bo'lgan tok shunday yo'nalganki, bu tok kontur bilan chegaralangan yuz orqali o'tuvchi va uning o'zini xosil qiluvchi magnit oqimi induktsiyasining o'zgarishini kompensatsiyalovchi xususiy magnit induksiya oqimini yaratadi.*

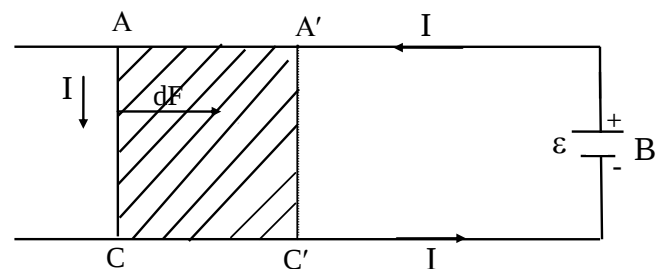


11.1-rasm



11.2-rasm

Birinchi tajribada (11.1-rasm) solenoidga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirganimizda solenoidda soat strelkasiga teskari yo'nalgan tok paydo bo'ladi. Bu xolda magnit hosil qilayotgan induksiya oqimi solenoidning ichiga qarab yo'nalgan bo'lib, magnit yaqinlashgan sari orta boradi. Solenoiddagi induksion tokning magnit maydoni tashqi magnit maydonni o'sishini kompensatsiyalaydi. Magnitning shimoliy qutbi uzoqlashtirilganda solenoidda soat strelkasi yo'nalishidagi tok paydo bo'ladi. Tashqi



11.3-rasm

maydonda magnit induksiya oqimi kamaya boradi. Solenoiddagi induksion tokning magnit maydoni solenoid ichiga qarab yo'nalgan bo'ladi va, demak, magnit maydonni kamayishini kompensatsiyalaydi.

Ma'lumki o'zgaruvchan magnit induksiya oqimi ochiq konturda o'zgaruvchan E.YU.K. xosil qiladi. EYUK kattaligi bilan magnit induksiya oqimining

o'zgarish tezligi orasidagi bog'lanishni energiyaning saqlanish qonuniga asosan aniqlash mumkin.

Agar qo'zg'aluvchan AC qismga ega bo'lgan berk konturga E.YU.K. si ε ga teng bo'lgan B galvanik element ulangan bo'lsa (11.3-rasm), bu manbani dt vaqt ichida bajargan ishi

$$A = \varepsilon Idt \quad (11.1)$$

ga teng bo'ladi.

Agar kontur magnit maydondan tashqarida turgan bo'lsa, bajarilgan butun ish Joule - Lents issiqligiga sarflanadi

$$A_i = Q = I^2 R dt \quad (11.2)$$

Agar kontur bir jinsli magnit maydoniga joylashtirilsa, konturni AC qismiga o'ng tomonga qarab unga tik yo'nalgan f kuch ta'sir etadi va uni A'C' xolatga siljitadi. Bunda bajarilgan mexanik ish

$$A_2 = I \cdot dF \quad (11.2)'$$

bo'ladi.

(11.2)'da dF - konturning shtrixlangan ACA'C' qismi orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi, I esa kontur harakat qilgan vaqtda shu konturda oqadigan tokning kuchi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan B galvanik elementni bajargan ishi:

$$A = A_1 + A_2$$

yoki

$$\varepsilon Idt = I^2 R dt + IdF \quad (11.3)$$

(11.3) - tenglikni har ikkala tomonini Idt ga bo'lamiz.

$\varepsilon = IR + dF/dt$ bu tenglikdan

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{dF}{dt}}{R} \quad (11.4)$$

(11.4) - tenglikdagi dF/dt ifoda kontur yuzi (shtrixlangan) orqali o'tuvchi induksiya oqimining o'zgarishi tufayli xosil bo'lgan qo'shimcha E.YU.K. ni ifodalaydi

$$E_i = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (11.5)$$

(11.5) - munosabat elektromagnit induksiya qonunini (Faradey qonuni) ifodalaydi. Bu tenglikdagi manfiy ishoraning maonosi quyidagicha: induksiya oqimining ortishi ($dF/dt > 0$) konturni aylanib chiqishdagi manfiy yo'nalish bo'ylab ta'sir etuvchi E.YU.K. ni, induksiya oqimining kamayishi ($dF/dt < 0$) esa konturni aylanib chiqishdagi musbat yo'nalish bo'ylab ta'sir etuvchi E.YU.K. ni hosil qiladi.

Induktsiya E.YU.K. ning SI tizimidagi birligini ko'raylik:

$$E_i = - dF/dt = Vb/S = Tl \cdot M^2/S,$$

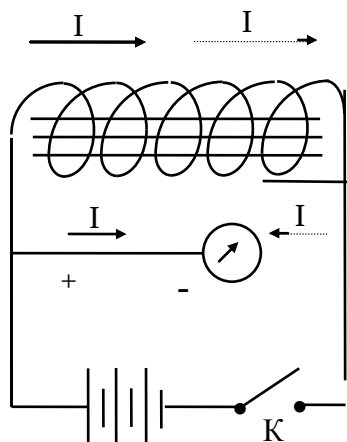
lekin $Tl = N \cdot M / A \cdot M^2 = J / A \cdot M^2 = A \cdot VS / A \cdot M^2 = V \cdot S / M^2$.

shuning uchun $[E_i] = V \cdot S / M^2 \cdot M^2 / S = V$ kelib chiqadi.

Demak, kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqim 1 Vb/S tezlik bilan o'zgarsa, konturda vujudga kelayotgan E.YU.K. 1 V ga teng bo'ladi.

2. O'zinduktsiya xodisasi. Induktivlik. O'zaro induktsiya.

Elektromagnit induktsiya xodisasining asosiy qonuniga asosan, kontur yuzi orqali o'tayotgan magnit oqimi o'zgarayotgan barcha xollarda induktsiya E.YU.K. si xosil bo'ladi. *Shuning uchun konturdan oqayotgan tok kuchining o'zgarishi natijasida xuddi shu konturning o'zida induksion E.YU.K. ni hosil qiladi.* Bu xodisani o'zinduktsiya xodisasi deyiladi.



11.4-rasm

Masalan, konturni (g'altakni) o'zgarmas tok manbaiga ulash yoki uzish vaqtida shu konturning o'zida o'zinduktsiya xodisasi kuzatiladi (11.4-rasm).

Kalit K ulanganda, g'altakdan o'tayotgan tok o'zining to'liq qiymatiga birdaniga erishmaydi. Binobarin, g'altak atrofida xosil bo'layotgan magnit oqimi ham o'zining to'liq qiymatiga birdaniga erishmaydi. Lents qoidasiga binoan, xosil bo'layotgan induksion tok induktsiya oqimini hosil qiladi, bu oqim dastlabki magnit oqimini ortishiga qarshilik qiladi. Hosil bo'lgan induksion tok ulanayotgan tokka teskari yo'nalgan bo'ladi (11.4-rasmda tok yo'nalishi punktir chiziqli strelka bilan ko'rsatilgan). Bu tokni ulanish ekstra toki deyiladi. Ulanish ekstra toki konturdagi tokni kamaytiradi.

Zanjirni uzganimizda ham shunga o'xshash xodisa ro'y beradi. Agar konturda tok kuchi kamayotgan bo'lsa, konturni yuzi orqali o'tuvchi magnit induktsiya oqimi ham kamayadi. Bunday holda asosiy tok bilan bir tomonga yo'nalgan tok induktsiyalanadi. Bu induksion tok uzilish ekstratoki deyiladi. Bu tok asosiy tok bilan bir tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Konturning kuchli yoki kuchsizroq o'zinduktsiya xodisasini namoyon qilishi o'zinduktsiya koeffitsienti deb ataladigan fizik kattalik bilan xarakterlanadi.

Konturdan o'tayotgan tok tufayli vujudga kelayotgan magnit oqim tok kuchiga proporsional, ya'ni:

$$\Phi = LI, \quad (11.6)$$

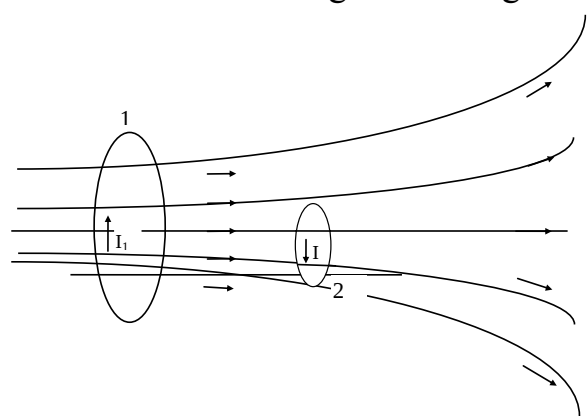
bu erda L - konturning induktivligi bo'lib SI tizimda Genrida o'lchanadi.

$$[L] = [\Phi/I] = 1 \text{ Vb/A} = 1 \text{ Gn}$$

Demak, 1 Gn shunday elektr zanjirining induktivligi, zanjirdan 1 A o'zgarmas tok o'tkanda vujudga keladigan magnit oqim 1 Vb bo'ladi.

O'zaro induktsiya xodisasi shundan iboratki, biror konturdagi tokning kuchi o'zgarganda bu tokning o'zgaruvchan magnit maydoni qo'shni konturlarda E.YU.K. ni hosil qiladi.

Ikkita (1 va 2) konturlarni olaylik (11.6-rasm).



11.6-rasm

1-konturdagi tok kuchi I_1 bo'lsin. Bu tok xosil qilayotgan magnit induktsiya oqimi Φ tok kuchi I_1 ga proporsional bo'ladi. Φ oqimning 2 konturni kesib o'tayotgan qismini Φ_{21} bilan belgilasak, u vaqtda

$$\Phi_{21} = L_{21} \cdot I_1 \quad (11.7)$$

1-konturdagi tok kuchi I_1 o'zgarsa, F_{21} ham o'zgarib 2-konturda ε_2 EYUK hosil bo'ladi. Bu kattalik:

$$\varepsilon_2 = - dF_{21}/dt$$

Agar konturning o'lchamlari, bir-birlariga nisbatan vaziyatlari o'zgarmasa, (11.7) - formuladagi L_{21} koeffitsent o'zgarmas bo'ladi va

$$dF_{21}/dt = L_{21} (dI_1/dt),$$

bo'ladi

$$\varepsilon_2 = - L_{21} (dI_1/dt) \quad (11.8)$$

(11.8) dagi L_{21} koeffitsent 2 kontur bilan 1 konturning o'zaro induksiya koeffitsenti deyiladi.

3. Magnit maydon energiyasi.

Tok oqayotgan o'tkazgichlar atrofida doimo magnit maydon xosil bo'ladi va tok o'tishi to'xtashi bilan magnit maydoni ham yo'qoladi. Demak, tok energiyasining ma'lum bir qismi o'tkazgich atrofida magnit maydonni hosil qilishga sarflanadi.

Induktivligi L bo'lgan konturdan I tok kuchi oqayotgan bo'lsin. O'tkazgich atrofidagi oqim tokka proporsional bo'ladi, yani $dF=L \cdot dI$. Magnit oqimi dF ga ortishi uchun $dA = IdF = LIdI$ ish bajariladi. U holda F magnit oqimini hosil qilishda bajarilgan ish quyidagicha bo'ladi:

$$A = \int_0^1 LIdI = L \cdot \frac{I^2}{2}. \quad (11.9)$$

Kontur bilan bog'liq bo'lgan magnit maydonning energiyasi

$$W = L \cdot \frac{I^2}{2}. \quad (11.10)$$

Solenoid ichida xosil bo'lgan magnit maydon energiyasi

$$W = \frac{BH}{2} \cdot V, \quad (11.11)$$

bu erda $Sl = V$ solenoid xajmi. Solenoid xosil qilgan magnit maydon bir jinsli bo'lib, solenoid o'rtasida yig'ilgani uchun maydonning xajmiy zichligi

$$\omega = BH/2 = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 \quad (11.12)$$

kattalik bilan ifodalanadi.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Induktsion tokni xosil bo'lish sabablarini tushintiring.
2. Lents qoidasini ayting.
3. Induktsion EYUK hosil bo'lishini energiyani saqlanish qonuniga asosan tushintiring.
4. O'zinduksiya va o'zaro indkutsiya xodisasini tushintiring. G'altakning indkutivligi nimani ifodalaydi.

ADABIYOTLAR

- 1.1. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 1-t. §-1,4.
- 1.2. I.V.Savelev. Kurs obo'ey fiziki. 1,2 - t."Nauka" 1998.
- 1.3. L.A.Gribov, Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki. "Gardarika" M. 1998g.

12-MA'RUZA. MODDALARNING MAGNIT XUSUSIYATLARI

Reja:

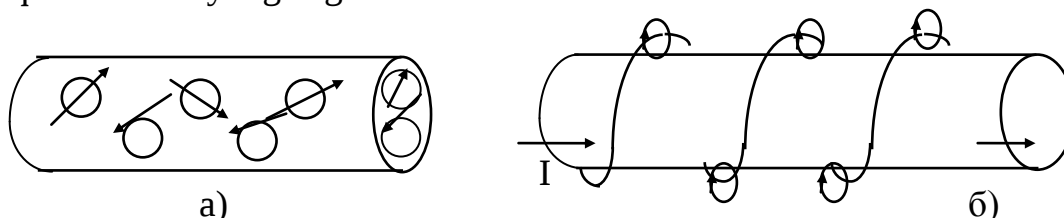
1. Molekulalar, atomlar va elektronlarning magnit momentlari.
2. Diamagnit va paramagnitlar.
3. Ferromagnitlar. Stoletov tajribasi. Magnitlanish egri chizig'i. Gisterezis xodisasi. Gisterezis xalqasi. Kyuri nuqtasi. Domenlar.

Tayanch soʻz va iboralar: *Amper g'oyasi, molekulyar toklar, paramagnit va diamagnitlar, molekulyar toklarni mexanik va magnit momentlari, ferromagnitlar, gisterezis, qoldiq magnit induktsiyasi, koertsitiv kuchlar, Kyuri nuqtasi.*

1. Molekulalar, atomlar va elektronlarning magnit momentlari.

Muxitning magnit xususiyatini bilish va uni magnit induktsiyasiga ta'sirini aniqlashda magnit maydonni moddaning atom va molekulalariga ta'sirini o'rganish kerak.

Tajribalar ko'rsatadiki, magnit maydonga joylashtirilgan ba'zi moddalar magnitlanib qolish xususiyatiga ega bo'ladi.



12.1-rasm

Masalan, solenoid ichiga temir o'zak kiritilganda, uning magnitlanib qolishini Amper g'oyasiga ko'ra tushinish mumkin.

Magnitlanmagan temirda aylanma "molekulyar toklar" fazoda tartibsiz o'rnashgan har xil tekisliklarda aylanadi (12.1-rasm. a qismi). Temir o'zak g'altak ichiga kiritilganda aylanma molekulyar toklarning tekisligi g'altak o'ramlariga parallel bo'lib qoladi (12.1-rasm. b qism). Bu aylanma toklarning magnit maydonlari va solenoid magnit maydoniga qo'shiladi. Shuning uchun temirni magnitlanishi umumiy maydon kuchlanganligini ortiradi.

Amper g'oyasiga ko'ra moddalardagi mikroskopik toklar moddadagi molekula va atomlar, elektronlarining harakati tufayli xosil bo'ladi. Sifat jixatdan bu jarayonni quyidagicha tushintirish mumkin:

Berk orbita bo'ylab aylanayotgan elektron berk konturda oqayotgan tokka o'xshaydi. Elektron magnit maydon xosil qiladi va tashqi magnit maydoni unga orientirlovchi ta'sir ko'rsatadi. Elektron r radiusli doiraviy orbita bo'ylab aylansa, harakat miqdorining mexanik momenti

$$P = mvr \quad (12.1)$$

bo'ladi. Shuningdek, harakatdagi elektron tokka o'xshaganligi uchun uning magnit momenti

$$P_m = \frac{1}{2} \vartheta r e \quad (12.2)$$

bo'ladi. (12.1) va (12.2) tengliklarni solishtirsak,

$$P_m = \frac{1}{2} \frac{e}{m} P \quad (12.3)$$

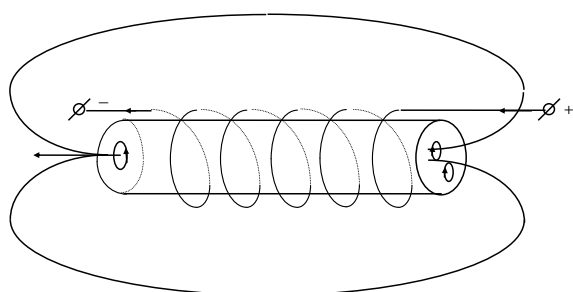
(12.3) - ga ko'ra berk orbita bo'ylab aylanayotgan elektronni mexanik va magnet momentlari bir-biri bilan bevosita bog'langan ekan.

2. Diamagnet va paramagnetlar.

Paramagnet (magnet sindiruvchanligi - $\mu > 1$ bo'lgan, masalan, azot, kislorod, alyuminiy, volfram va x.z.) moddalarda ma'lum mexanik va magnet momentlar bilan bog'liq bo'lgan molekulyar toklar mavjudligini 1915 yilda Eynshteyn bilan De-Gaaz tajriba yo'li bilan tasdiqladilar. Paramagnet moddani tashqi magnet maydoniga kiritib magnetlaganimizda modda molekulalarining magnet momentlari burilib maydon bo'ylab joylashadi. Natijada ularning mexanik momentlarining (P) yo'nalishi ham o'zgaradi, sterjen teskari tomonga yo'nalgan harakat miqdor momenti olishi, ya'ni aylana boshlashi kerak.

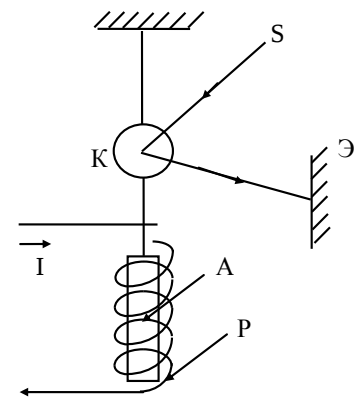
Tajribada temir sterjen A vertikal turgan solenoid (P) ning o'qi bo'ylab ingichka simga osib qo'yilgan (12.2-rasm). Solenoid P dagi tokning yo'nalishini o'zgartirib A qayta magnetlangan va uning burilishi K - ko'zgudan qaytgan nurga qarab aniqlangan. A ning burilish yo'nalishi elektronni manfiy yo'nalishiga mos kelgan. (12.3)-formuladan foydalanib e/m nisbatini (elektronni solishtirma zaryadi) aniqlash mumkin bo'lgan.

Paramagnet modda ichida mexanik va magnet momentlar bilan bog'liq bo'lgan molekulyar toklar bo'lishini A.F. Ioffe va Kapitsa (1917 y.) lar o'z tajribalarida tasdiqlaganlar.



12.3-rasm

kamaytiradi, chunki molekulyar toklarning yo'nalishi solenoiddagi tok yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi (12.3-rasm).



12.2-rasm

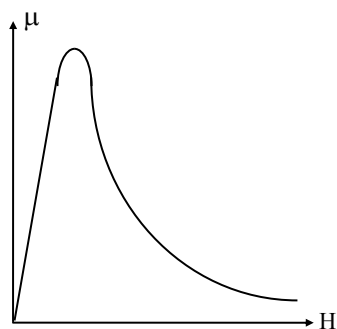
Moddalarning ko'pchiligi diamagnetlarga kiradi.

Diamagnetlarga, masalan, fosfor, oltingugut, surma, uglerod singari elementlar, ko'pchilik metallar (vismut, simob, oltin, kumush, mis va boshqalar), ko'pchilik kimyaviy birikmalar (jumladan, suv va barcha organik birikmalar) kiradi. Diamagnet moddalar magnet oqimini

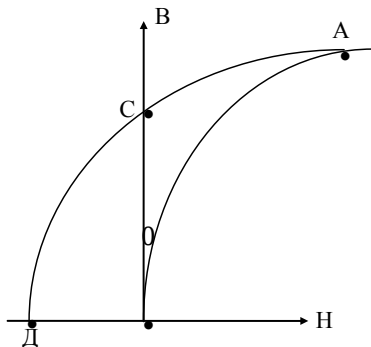
3. Ferromagnetlar. Stoletov tajribasi. Magnetlanish egri chizig'i. Gisterezis xodisasi. Gisterezis xalqasi. Kyuri nuqtasi. Domenlar.

Kuchli magnetlanish xususiyatiga ega bo'lgan moddalarga ferromagnetlar deyiladi. Ferromagnetlarga temir, nikel, kobalt, gadoliniy va ularning qotishmalari kiradi. Ferromagnetlarni magnet sindiruvchanligi (μ) magnetlovchi maydonning kuchlanganligiga bog'lanib o'zgarishini 1872 yilda Stoletov aniqlangan.

Grafikdan ko‘rinadiki, ferromagnit moddani magnetlovchi maydon kuchlanganligi H



12.4-rasm



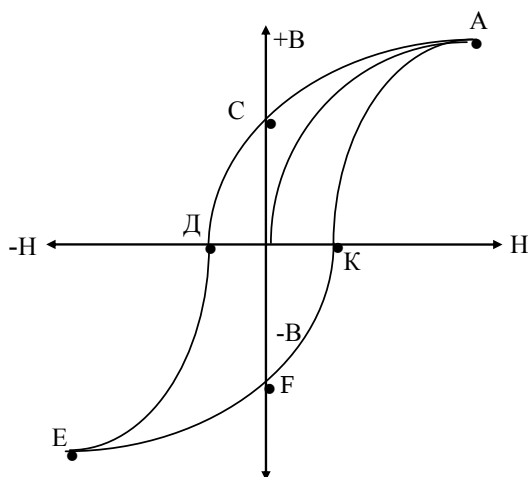
12.5-rasm

ortishi bilan (5.4-rasm) μ tez sur'at bilan ortib o'zining maksimum qiymatiga erishadi. So'ngra H ortishi bilan μ kamayib, katta H li maydonlarda μ ning qiymatlari nolga intiladi. Ferromagnit moddani magnitlash uchun, shu moddadan yasalgan sterjen g'altak ichiga kiritilib, g'altakdan ma'lum tok o'tkaziladi.

G'altakdagi tok kuchi

ortganda magnet maydon kuchlanganligi H ga bog'lanib sterjendagi magnet induktsiyasi V ham orta boradi va A nuqtada B to'yinish holatiga etadi. (12.5-Rasm). G'altakdagi tok kamayganda H kamayib sterjendagi B kattaligi ham kamayadi.

Lekin sterjenni magnitsizlanishi magnetlanish yo'nalishidan emas, balki AC egri chiziq bo'yicha bo'ladi. Bunda, sterjenni magnitsizlanishi g'altakdagi magnet maydon kuchlanganliklarining kamayishidan orqada qoladi. Bunday xodisaga gisterезis xodisasi deyiladi. Grafikdan ko'rinadiki, $H=0$ da ham sterjenda B nolga teng bo'lmay balki, OC



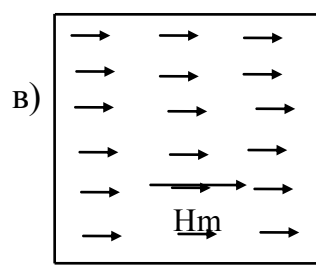
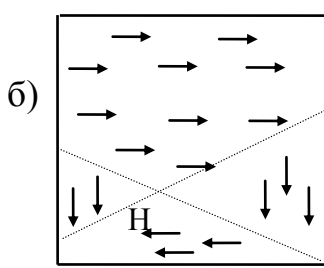
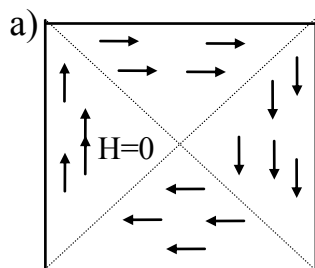
12.6-rasm.

kesma bilan ifodalangan qoldiq magnet induktsiyasi mavjud bo'ladi. Sterjenni butunlay magnitsizlanishi uchun g'altakda teskari yo'nalishidagi maydon kuchlanganligini xosil qilish kerak. Teskari H ni orttira borib B ni qiymatini nolga tenglashtiriladi. Bu xolat grafikda CD egri chiziq bilan tasvirlangan. Agar moddani qayta magnetlanish tsikli butunlay takrorlansa, magnet induktsiyaning o'zgarish jarayoni (12.6)-rasmida ko'rsatilgan berk egri chiziq bo'ylab taosvirlanadi. Bu egri chiziqqa gisterезis xalqasi deyiladi.

Ferromagnitlarni asosiy xususiyatlaridan biri

H ta'siri to'xtatilgandan keyin ham

magnetlanganicha qolishidir. Bunga sabab ferromagnitlarda o'z-o'zidan (spontan) to'yinishga qadar magnetlangan kichkina soxalar-domenlarni mavjud bo'lishidir.



12.7-rasm.

Domenlarni o'lchamlari 10^{-2} - 10^{-4} sm tartibida bo'lib, ko'plab milliard atomlarni birlashtiradi. Domenlar H ta'sirida bo'lmaganda xar xil orientirlangan bo'ladi (12.7-rasm).

Tashqi H bo'lganda domenlar orientirlanaboshlaydi (b) va etarli kuchli H_m maydonda barcha domenlar maydon yo'nalishida burilib, to'yinishga qadar magnetlanadi

(b). Magnitlovchi maydon ta'siri to'xtagandan keyin to'yinishga qadar magnitlangan domenlar ma'lum darajada tartibli joylashganicha qoladi. Domenlarni tartibsizlani-shiga Koertsitiv kuchlar xalaqit beradi. Bu kuchni engish uchun Ferromagnitga teskari yo'nalgan H bilan ta'sir qilish yoki uni qizdirish, yoxud silkitish kerak. Har bir ferromagnit uchun Kyuri nuqtasi deb ataluvchi aniq θ temperatura mavjud bo'lib, shu temperaturada modda o'zining magnit xossalarini yo'qotadi. Masalan, temir uchun $\theta = 770^{\circ}\text{S}$, Nikel uchun $\theta = 360^{\circ}\text{S}$. Kyuri nuqtasidan yuqori temperaturalarda ferromagnit $\mu > 1$ bo'lgan oddiy paramagnit moddaga aylanadi. Ferromagnit moddalardan magnit ekranlar, magnit lentalar, elektromagnit o'zaklari tayyorlashda foydalaniladi.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Amper g'oyasi nimadan iborat
2. Paramagnit va diamagnit moddalarni bir-biridan qanday farqi bor
3. Ferromagnitlarga qanday moddalar kiradi
4. Gisterezis xodisasi nima
5. Ferromagnitlarda qoldiq magnitlanishni hosil bo'lishiga sabab nima

ADABIYOTLAR

- 1.1. O.Axmadjonov. Fizika kursi. 1-t. §-1,4.
- 1.2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. 1,2 - t. "Nauka" 1998.
- 1.3. L.A.Gribov, Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki. "Gardarika" M. 1998g.

13 - MARUZA . MAKSVELL TENGLAMALARI

Reja:

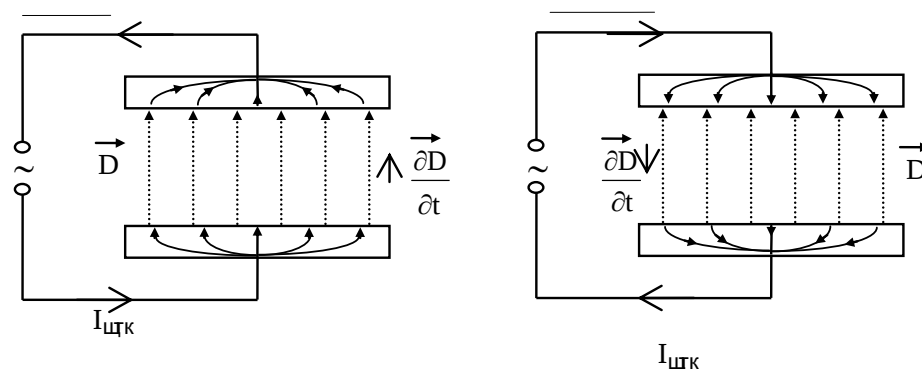
1. Elektromagnit induksiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.
2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko'rinishi.
3. Elektromagnit to'liqlarning tarqalish tezligi. Elektromagnit to'liq tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi.
4. Maksvell tenglamalarining Lorents almashtirishlariga nisbatan invariantligi.

Tayanch so'z va iboralar: *magnitoelektrik induksiya, elektromagnit induksiya, siljish toki, zaryadlarning sirt zichligi, o'tkazuvchanlik toki va zichligi, elektr induksiya vektori, induksion E .YU.K., uyurmaviy elektr maydon, uyurmaviy tok (Fuko toklari), Maksvell nazariyasi, to'liq tok zichligi, elektromagnit to'liq tenglamasi, energiya zichligi, energiya oqimi zichligi, Umov-Poynting vektori, Lorens almashtirishlari, maxsus nisbiylik nazariyasi, inertsial sanoq sistemasi, elektromagnit maydon invariantlari.*

1. Elektromagnit induksiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.

Magnitoelektr induksiya elektromagnit induktsiyasiga teskari bo'lgan hodisa bo'lib, uni 1863 yilda Maksvell o'z gipotezasi orqali bayon qildi. Elektr maydonning o'zgarishi va bu o'zgarish tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bog'lanishni topish uchun Maksvell *siljish toki* deb ataladigan tushunchani kiritdi. Bu tushunchani quyidagi tajriba jarayonida o'rganamiz (13.1-rasm).

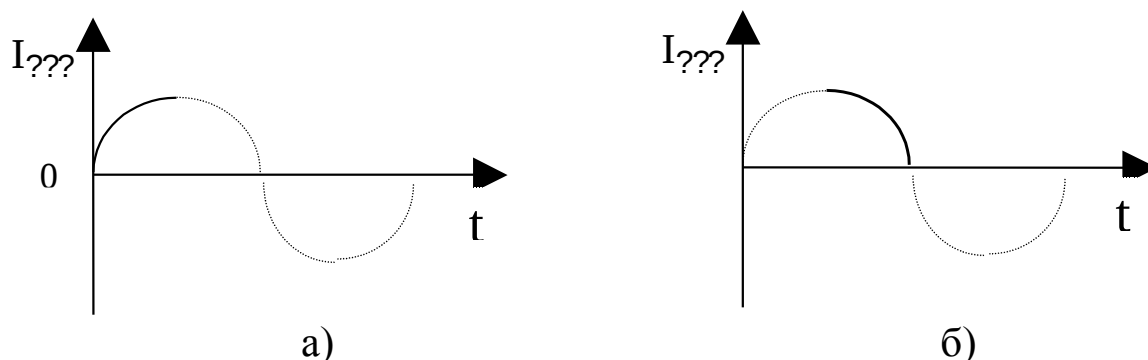
Kondensatorli zanjirdan kvazistatsionar o'zgaruvchan tok oqqanda kondensator plastinkalarini birlashtiruvchi o'tkazgichlar orqali zaryad o'tadi, lekin plastinkalar oralig'idagi dielektrikdan o'tmaydi. Natijada o'zgaruvchan tokning zanjir bo'ylab oqishi kondensatorning zaryadlanishi (13.1a-rasm) va razryadlanishidan iborat bo'ladi (13.1b-rasm).



13.1-rasm

Shunday qilib, o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalarining bir-biriga qaragan sirtlarida uzilib qoladi. Maksvell bu fikrga qarama-qarshi bo'lgan g'oyani ilgari surdi. Uning fikricha har qanday o'zgaruvchan tok zanjirlari

ham berk bo'ladi. Faqat zanjirning o'tkazgich bo'lmagan qismlarida, ya'ni kondensator



13.2-rasm

plastinkalari oralig'ida "*siljish toki*" deb ataladigan tok oqadi. Uni quyidagicha tushunamiz. Zanjirdan o'tayotgan tokning oniy qiymati I bo'lsin. SHu momentda kondensator plastinkalaridagi zaryad miqdori q deb, ularning sirt zichligini esa $\sigma = \frac{q}{S}$ deb belgilaylik. U holda kondensator plastinkalari ichidagi o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymati

$$j_{\text{siljish}} = \frac{J}{S} = \frac{dq}{dt} \cdot \frac{1}{S} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \quad (13.1)$$

Shu momentda plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligining qiymati $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$ ga teng. Maydonning elektr induktsiyasi esa

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon E = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \sigma \quad . \quad (13.2)$$

Vaqt o'tishi bilan plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi o'zgaradi. Bu esa elektr maydon induksiya qiymatining o'zgarishiga sabab bo'ladi.

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (13.3)$$

Kondensator zaryadlanayotgan vaqtda (13.1a-rasm) plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchayib boradi. Bu vaqtda $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektor $\vec{D}$ vektorga parallel bo'lib, uning yo'nalishi zanjirdagi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Aksincha, razryadlanganda (13.1b-rasm) elektr maydon susayib boradi. Bu holda elektr induksiya vektorining o'zgarish tezligini ifodalovchi $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektor $\vec{D}$ ga antiparallel. Lekin $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektorning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Demak, hamma vaqt $\frac{d\vec{D}}{dt}$ ning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. (13.1) va (13.3) ifodalarni solishtirish esa $\frac{d\vec{D}}{dt}$ ning va o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymatlari o'zaro tengligini ko'rsatadi. $\frac{dD}{dt}$ ning birligi

$$\left[\frac{dD}{dt} \right] = \frac{K'}{M^2} \frac{1}{C} = \frac{A}{M^2}$$

Demak, $\frac{dD}{dt}$ ham tok zichligining o'lchov birligida o'lchanadi. $\frac{dD}{dt}$ kattalik, Maksvell gipotezasiga asosan *siljish tokining zichligidir*:

$$\dot{j}_{\mathcal{W}} = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (13.4)$$

Shunday qilib, o'zgaruvchan tok zanjirida o'tkazgichlardagi o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oralig'idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi. Siljish toki ham, xuddi o'tkazuvchanlik tokiga o'xshash fazoda uyurmaviy magnit maydonni vujudga keltiradi. Qo'zg'almas kontur bilan chegaralangan yuz orqali o'tuvchi magnit maydonning o'zgarishi magnit induksiya vektoridan vaqt bo'yicha olingan hosila $\frac{d\vec{B}}{dt}$ orqali harakterlanadi. Konturda vujudga kelayotgan induksion elektr yurituvchi kuch ham $\frac{d\vec{B}}{dt}$ orqali ifodalanishi mumkin. Kontur yuzi S dan o'tuvchi F magnit oqimi magnit maydon induktsiyasi V orqali

$$\mathbf{F} = \int_S B_n dS$$

shaklda ifodalanishidan foydalanib induktsion elektr yurituvchi kuchning ifodasini quyidagicha yozamiz:

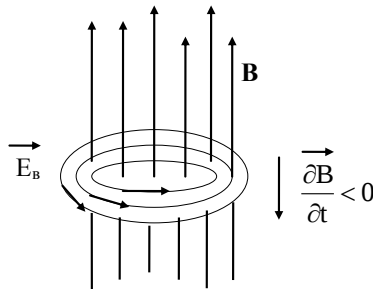
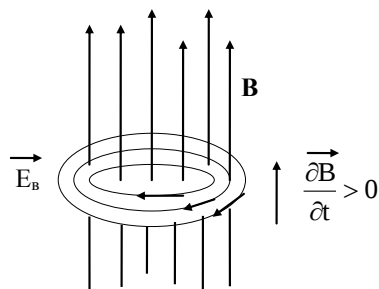
$$\varepsilon_{\text{ind}} = \boxed{\hspace{10em}} \quad (13.5)$$

Magnit maydonning o'zgarishi natijasida fazoda induksion elektr maydon vujudga keladi va u o'tkazgichdagi erkin elektronlarni tartibli harakatga keltiradi, degan hulosaga

kelamiz. Bu maydon kuchlanganlik vektori $\vec{E}_B$ ning berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi shu konturda vujudga kelayotgan induksion elektr yurituvchi kuchiga teng:

$$\varepsilon_{\text{ind}} = \oint_l (\vec{E}_B) dl \quad (13.6)$$

Bu ifoda o'zgaruvchan magnit maydon tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning kuchlanganlik chiziqlari qo'zg'almas zaryad elektr maydonining



13.2-rasm

kuchlanganlik chiziqlaridan farqli ravishda, berk ekanligidan dalolat beradi. Boshqacha aytganda, induksion elektr maydon, xuddi magnit maydon singari uyurmaviy xarakterga ega bo'ladi. $\vec{E}_B$

chiziqlari $\frac{d\vec{B}}{dt}$ bilan chap vint qoidasi asosida bog'langan (13.2-rasm).

Shuning uchun odatda bu maydonni *uyurmaviy elektr maydon* deyiladi. Uyurmaviy elektr maydon fazoning o'rganilayotgan qismida kontur bo'lishi yoki bo'lmasligidan qat'iy nazar vujudga kelaveradi. Lekin bu maydonni hosil bo'lishi uchun o'zgaruvchan magnit maydon bo'lishi shart. (13.5) va (13.6) ni taqqoslash natijasida:

$$\oint_l (\vec{E}_B)_l dl = - \int_s \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_n dS \quad (13.7)$$

ni hosil qilamiz.

Shunday qilib, o'zgaruvchan magnit maydoni tufayli vujudga kelgan uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi magnit induksiya vektorining vaqt davomida o'zgarishini xarakterlovchi $\frac{d\vec{B}}{dt}$ vektorni shu kontur chegaralagan ixtiyoriy sirt orqali oqimining teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng bo'ladi. Fazoning uyurmaviy elektr maydon mavjud bo'lgan qismiga yaxlit o'tkazgich parchasi joylashtirilsa ham *uyurmaviy toklar* paydo bo'ladi. Bunday uyurmaviy toklar *Fuko toklari* deyiladi.

2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko'rinishi.

Maksvell siljish toki tushunchasini qullab elektr va magnit hodisalarining yagona nazariyasini yaratdi. *Maksvell nazariyasining* asosini to'rtta tenglama tashkil etadi.

1). *Qo'zg'almas zaryad q* o'z atrofidagi fazoda elektr maydonini vujudga keltiradi. Bu maydon *potentsial maydondir*. Shuning uchun bu maydon kuchlanganlik vektori $\vec{E}_q$ ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi (yaoni elektrostatik maydon kuchlarining berk yo'lda bajargan ishi) nolga teng:

$$\oint \vec{E}_{ql} dl = 0 \quad (13.8)$$

Uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}_B$ vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi (13.7) ga asosan noldan farqli:

$$\oint_{\ell} E_B d\ell = - \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS \quad (13.9)$$

Umumiy holda elektr maydon $\vec{E}_q$ va $\vec{E}_B$ maydonlarning yig'indisidan iborat bo'lishi mumkin, ya'ni $\vec{E} = \vec{E}_q + \vec{E}_B$ deb belgilab, (13.8) va (13.9) tenglamalarni qo'shsak:

$$\oint_l E_l dl = - \int \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS \quad (13.10)$$

Maksvellning integral ko'rinishdagi *birinchi tenglamasi* kelib chiqadi. (13.10) ning chap tomonidagi integral ixtiyoriy berk kontur bo'yicha, o'ng tomondagisi esa shu kontur chegaralab turgan ixtiyoriy sirt bo'yicha olinadi.

2). Har qanday elektr tok atrofida magnit maydon hosil bo'ladi. Magnit maydon kuchlanganligi vektori $\vec{H}$ ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi shu kontur o'rab olgan barcha makroskopik toklarning algebrik yig'indisiga teng:

$$\oint_l H_l dl = \sum J = \int_s j_n dS \quad (13.11)$$

O'zgaruvchan elektr maydon xuddi tok kabi magnit maydoni hosil qiladi. Demak, umumiy holda magnit maydon o'tkazuvchanlik toki $\vec{j}_y$ va siljish toki $\vec{j}_c$ tufayli vujudga kelgan magnit maydonlarning yig'indisidan iborat. Agar o'tkazuvchanlik toki zichligi va siljish toki zichligi $\vec{j}_c = \frac{d\vec{D}}{dt}$ larning yig'indisidan iborat bo'lgan to'liq tok zichligi $\vec{j}_T$:

$$\vec{j}_T = \vec{j}_y + \vec{j}_c = \vec{j}_y + \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (13.12)$$

tushunchasidan foydalansak, (13.11) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint_{\ell} H_{\ell} d\ell = \int_s \left(\vec{j}_y + \frac{d\vec{D}}{dt} \right) dS. \quad (13.13)$$

Bu ifoda *Maksvellning ikkinchi tenglamasi* deb atalib, u magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi shu konturga tiralgan ixtiyoriy S sirt orqali o'tuvchi makroskopik va siljish toklarining algebrik yig'indisiga tengligini ko'rsatadi.

3). Elektr induksiya vektori $\vec{D}$ ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqimi shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarning algebrak yig'indisiga teng:

$$\oint_s D_n dS = \int_v \rho dV, \quad (13.14)$$

bunda ρ - berk sirt ichida uzluksiz ravishda joylashgan zaryadlarning hajmiy zichligi. *Maksvellning uchinchi tenglamasi* deb ataladigan (13.14) tenglama qo'zg'almas zaryadlar tufayli vujudga kelgan potentsial elektr maydon va o'zgaruvchan magnit maydon tufayli vujudga kelgan uyurmaviy elektr maydonlar yig'indisidan tashkil topgan elektr maydon uchun ham o'rinalidir.

4). Magnit maydon qanday usul bilan vujudga keltirilganligidan qat'iy nazar magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi. Shuning uchun umumiy holda

$$\oint_s B_n dS = 0 \quad (13.15)$$

Bu ifoda ∇ vektor uchun Gauss teoremasidir. Uni *Maksvellning to'rtinchi tenglamasi* deyiladi.

(13.10), (13.13), (13.14), (13.15) tenglamalar integral ko'rinishdagi Maksvell tenglamalaridir.

Vektor analizdagi Ctoks va Gauss teoremlaridan foydalanib Maksvell tenglamalarini quyidagicha differentsial ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (13.16)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_y + \frac{d\vec{D}}{dt}, \quad (13.17)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho, \quad (13.18)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0. \quad (13.19)$$

Bu tenglamalarni echishda ularda qatnashgan $\vec{E}$ va $\vec{D}$, $\vec{B}$ va $\vec{H}$ kattaliklar o'rtasidagi quyidagi moddiy munosabatlardan (izotrop muhit uchun) foydalaniladi:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \quad (13.20)$$

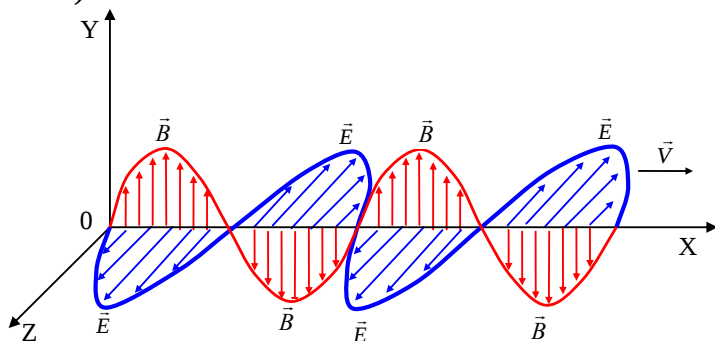
$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (13.21)$$

$$\vec{j}_y = \sigma \vec{E}, \quad (13.22)$$

bu erda, ϵ_0 - elektr doimiy; ϵ -muhitning dielektrik singdiruvchanligi; σ - moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi.

3. Elektromagnit to'liqlarning tarqalish tezligi. Elektromagnit to'liqlar tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi.

Maksvell tenglamalari Nyuton mexanikasining qonunlari, termodinamika bosh qonunlari kabi katta ahamiyatga ega bo'lgan tabiat qonunlaridir. Maksvell nazariyasining eng muxim natijalaridan biri elektromagnit to'liqlarining ko'ndalang to'liqlar ekanligidir. $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlar o'zaro perpendikulyar bo'lib, ular to'liqlarning tarqalish tezligi $\vec{v}$ ga perpendikulyar tekislikda yotadi. Elektromagnit to'liqlarni ikki o'zaro perpendikulyar tekisliklarda yotuvchi sinusoidalar shaklida tasvirlash mumkin (13.3-rasm).



13-3 - rasm

Sinusoidalardan biri elektr maydon kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ ning, ikkinchisi esa magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ ning tebranishlarini ifodalaydi. Elektromagnit to'liqlar chastotasi aynan bir xil saqlansa ($\omega = \text{const}$), uni monoxromatik elektromagnit to'liqlar deyiladi. OX o'q yo'nalishida tarqalayotgan ω chastotali elektromagnit to'liqlar quyidagicha

yoziyadi:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \sin(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (13.23)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m \sin(\omega t - kx + \varphi_0). \quad (13.24)$$

Bunda $\vec{E}_m$ va $\vec{H}_m$ - mos ravishda $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlarning amplituda qiymatlari, $k = \omega/V = 2\pi/\lambda$ - to'liq soni, φ_0 - koordinatasi $x=0$ nuqtadagi tebranishlarning boshlang'ich fazasi.

Elektromagnit to'liqning differentsial tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (13.25)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad (13.26)$$

Bunda V - elektromagnit to'liqning fazaviy tezligi.

Maksvell nazariyasiga asosan, elektromagnit to'liqning biror muxitda tarqalish tezligi shu muxitning elektr va magnit xususiyatlariga bog'liq bo'lib, uning qiymati:

$$V = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (13.27)$$

Vakuumda muxitning magnit singdiruvchanligi μ va dielektrik singdiruvchanligi ϵ birga teng va elektromagnit to'liqlarning maksimal tarqalish tezligi:

$$C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}. \quad (13.28)$$

Bundan foydalanib (34)ni quyidagicha yozamiz:

$$V = \frac{C}{\sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{C}{n}. \quad (13.29)$$

Demak, elektromagnit to'liqning muxitda tarqalishi tezligi vakuumdagi tezlikdan $n = \sqrt{\mu \epsilon}$ marta kichik (n - muhitning sindirish ko'rsatkichi). Birlik hajmdagi elektromagnit maydon energiyasi W , elektr maydon energiyasining zichligi W_e va magnit maydon energiyasining zichligi W_m yig'indisidan iborat:

$$W = W_e + W_m = \epsilon_0 \epsilon E^2 / 2 + \mu_0 \mu H^2 / 2, \quad (13.30)$$

bunda $W_e = W_m$ ekanligidan (13.30) ni quyidagicha yozamiz:

$$W = 2W_e = 2W_m = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2. \quad (13.31)$$

Bundan $\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H$ degan xulosaga kelimiz. Bu esa (13.31) ifodani

$$W = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu} EH \quad (13.32)$$

ko'rinishida yozishga imkon beradi.

Agar (13.27) va (13.32) larni hadlab ko'paytirsak, birlik vaqtda birlik yuz orqali ko'chirilayotgan energiya oqimining zichligini

$$S = W \cdot V = E \cdot H \quad (13.33)$$

ko'rinishda ifodalaymiz. Bu ifodani vektor ko'rinishida quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$\vec{S} = [\vec{E} \vec{H}] \quad (13.34)$$

Odatda S vektorni *Umov-Poynting vektori* deb ataladi.

4. Maksvell tenglamalarining Lorentts almashtirishlariga nisbatan invariantligi.

Murakkab matematik apparat yordamida yuqorida yozilgan Maksvell tenglamalarining *Lorentts almashtirilariga* nisbatan invariant ekanligi isbot etilgan. Demak, Maksvell tenglamalari Eynshteynning *maxsus nisbiylik printsiplini* qanoatlantiradigan ko‘rinishdagi elektromagnetizm qonunlaridir. Qo‘zg‘almas K inertial sanoq sistemi (ISS) ga nisbatan uning OX o‘qi yo‘nalishida $\vec{V}$ tezlik bilan to‘g‘ri chiziqli tekis xarakatlanayotgan K' ISS ga o‘tishda vakuumdagi elektromagnit maydon vektorlari uchun Lorentts almashtirishlari quyidagi ko‘rinishga ega ($\gamma = 1/\sqrt{1-V^2/c^2}$):

$$\left. \begin{aligned} E'_x &= E_x, & E'_y &= \gamma(E_y - VB_z), & E'_z &= \gamma(E_z + VB_y), \\ B'_x &= B_x, & B'_y &= \gamma(B_y + VE_z/c^2), & B'_z &= \gamma(B_z - VE_y/c^2), \end{aligned} \right\} \quad (13.35a)$$

$$\left. \begin{aligned} & \\ & \\ & \end{aligned} \right\}. \quad (13.35b)$$

K' sistemadan K ga o‘tishdagi teskari Lorentts almashtirishlari (35a,b) tenglamalarda shtrixlangan va shtirixlanmagan kattaliklarni mos ravishda o‘rin almashtirishdan, shuningdek, V o‘rniga $-V$ yozishdan xosil bo‘ladi. Xususan, bu tenglamalardan:

1. $\vec{E}=0$, $\vec{D}=0$ va $\vec{H} \neq 0$, $\vec{B} \neq 0$ shartda

$$\begin{aligned} \vec{H}' &= \vec{H}, \quad \vec{D}' = \frac{1}{c^2} [\vec{V}, \vec{H}], \\ \vec{B}' &= \vec{B}, \quad \vec{E}' = [\vec{V}, \vec{B}]; \end{aligned}$$

2. $\vec{E} \neq 0$, $\vec{D} \neq 0$ va $\vec{H}=0$, $\vec{B}=0$ shartda esa

$$\vec{H}' = -[\vec{V}, \vec{D}], \quad \vec{D}' = \vec{D},$$

$$\vec{B}' = -\frac{1}{c^2} [\vec{V}, \vec{E}], \quad \vec{E}' = \vec{E}$$

munosabatlar kelib chiqadi. Ko‘ramizki, ISS lardan birida (masalan K da) elektr yoki magnit maydonlardan bittasining mavjud bo‘lishi boshqa barcha ISS larda o‘zaro perpendikulyar yo‘nalgan elektr va magnit maydonlarning paydo bo‘lishini taominlaydi. Aksincha, biror sistemada o‘zaro ortogonal elektr va magnit maydonlarning mavjudligi boshqa barcha sistemalarda ulardan birining nolga teng bo‘lishiga sabab bo‘ladi. Agar biror ISS da o‘zaro ortogonal bo‘lmagan elektr va magnit maydonlar mavjud bo‘lsa, boshqa ISS ga o‘tilganda ularning kattaligi va yo‘nalishi o‘zgaradi. Aksincha, biror sistemada elektr maydon ham, magnit maydon ham bo‘lmasa, boshqa hech qanday ISS da ularning mavjud bo‘lishi mumkin emas. Bu natijalar elektromagnit maydon invariantlaridan foydalanib ham topilishi mumkin.

Elektromagnit maydon invariantlari. Elektromagnit maydon vektorlari bir ISS dan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarsa ham ularning ma'lum kombinatsiyalari bunday almashtirishlarda o'zgarmasdan qoladi. Elektromagnit maydon vektorlaridan bir ISS dan ikkinchisiga o'tilganda o'z qiymatini o'zgartirmaydigan qilib tuzilgan kattaliklar elektromagnit maydon invariantlari deb yuritiladi. (13.35a,b) formulalardan foydalanib, bevosita xisoblashlar asosida, quyidagi invariantlar kattaligining bir ISS dan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmasligini isbotlash mumkin:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= C^2 B^2 - E^2, & I_1^{\odot} &= H^2 - C^2 D^2, \\ I_2 &= (\vec{B} \cdot \vec{E}), & I_2^{\odot} &= (\vec{H} \cdot \vec{D}), \\ I_3 &= (\vec{H} \cdot \vec{B}) - (\vec{D} \cdot \vec{E}). \end{aligned} \right\} \quad (13.36)$$

Yuqoridagi kattaliklarni invariantligidan, maydon vektorlari-riga tegishli quyidagi xulosalar kelib chiqadi:

1. Agar biror sistemada $s^2 V^2 > E^2$ va $\vec{B} \perp \vec{E}$ bo'lsa, shunday sistema tanlash mumkinki, unda $\vec{E} = 0$, $\vec{B} \neq 0$ buladi: agar $\vec{B}$ vektor $\vec{E}$ ga perpendikulyar bo'lmasa, bunday sistema mavjud emas;

2. Agar biror sistemada $s^2 V^2 < E^2$ va $\vec{B} \perp \vec{E}$ bo'lsa, shunday sistema tanlash mumkinki, unda $\vec{E} \neq 0$, $\vec{B} = 0$ bo'ladi; agar $\vec{B}$ vektor $\vec{E}$ vektorga perpendikulyar bo'lmasa, bunday sistema mavjud emas;

3. Agar qandaydir ISS da faqat elektr maydon yoki magnit maydon bo'lsa, boshqa ISS larda ham elektr maydon, ham magnit maydon bo'lib, ular o'zaro perpendikulyar bo'ladi:

4. Maydon vektorlari $sV=E$, $\vec{B} \perp \vec{E}$ shartlarni qanoatlantiruvchi yassi to'liq barcha ISS larda ham yassiligicha qoladi.

Ma'ruzaning oxirida shuni takidlash joizki, zarralar va jismlarning *zaryadi* ISSlarini tanlashga bog'liq emas, zaryad va tok zichliklari esa nisbiy kattaliklardir.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Maksvell tenglamalari elektromagnitizmning qaysi qonunlarini ifodalaydi.
2. Siljish toki nima.
3. Maksvell tenglamalarining integral va differentsial shakllarini yozing.
4. Elektromagnit vektorlar uchun Lorents almashtirishlari qanday.
5. Elektromagnit maydon invariantlarini tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. A.A.Detlaf, B.M.YAvorskiy. "Kurs fiziki". M.1989, § 26.1-5, § 29.2-4.
2. O.Axmadjonov. "Fizika kursi". Toshkent. 1988. 2-qism, X-bob, § 1-3.
3. A.O'Raximov, B.O.Otaqulov. "Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi". Toshkent. 1985. 1-qism, 154b, 2 qism, 92b, 169-170b.
4. T.I.Trofimova. "Kurs fiziki". M.1985. § 137-139, 161-164.
5. I.V.Savelev. "Kurs obo'ey fiziki". 1,2 - T. "Nauka" 1998
6. A.S.Safarov "Umumiy fizika kursi". Elektromagnetizm va to'liqlar. Toshkent. "O'qituvchi". 1992. II-qism, § 5.1- 8.3.
7. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. "Osnovi fiziki", "Gardarika" M., 1998

14-MA'RUZA. GARMONIK TEBRANISHLAR

Reja:

1. Tebranishlar haqida umumiy ma'lumot. Turli fizikaviy tabiatga ega bo'lgan tebranishlarga umumiy munosabat. Garmonik tebranishlar amplitudasi, tsiklik chastotasi va fazasi. Vektorlar diagrammasi.
2. Mexanik va elektromagnit garmonik tebranishlar tenglamasi. Ularning echimi va talqini. Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shakli.
3. Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi. Prujinali tebrangich, tebranish konturi. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi.
4. Elektr tebranishlari.

Tayanch so'z va iboralar: *tebranma harakat, garmonik tebranish, tebranish amplitudasi, chastotasi, fazasi, davri; vektorlar diagrammasi, tebranishlarni qo'shish, tebranish tenglamasi, garmonik tebranish energiyasi, tebranish konturi, elektromagnit tebranishlar, Tomson formulasi.*

1. Tebranishlar haqida umumiy ma'lumot. Turli fizikaviy tabiatga ega bo'lgan tebranishlarga umumiy munosabat. Garmonik tebranishlar amplitudasi, tsiklik chastotasi va fazasi. Vektorlar diagrammasi.

Tabiat xodisalari orasida davriy jarayonlarni uchratib turamiz. Masalan: kun bilan tunning almashishi, sayyoralarning Quyosh va o'z o'qi atrofida aylanishi, soat mayatnigining harakati, ichki yonish dvigatel tsilindrida porshenning harakati, dutor, rubob kabi musiqa asboblari torlarining tebranishi va shunga o'xshashlar davriy jarayonlarga misol bo'ladi.

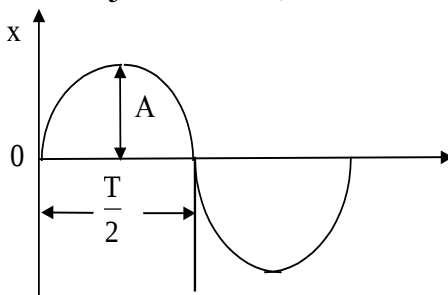
Jismning muvozanat vaziyatidan goh bir tomonga, goh qarama-qarshi tomonga harakatlanishidan iborat davriy ravishda takrorlanadigan jarayonni *tebranma harakat* deyiladi. Jismning harakat traektoriyasini vaqt bo'yicha o'zgarishi sinus yoki kosinuslar qonuni bo'yicha o'zgaradigan tebranishlarga *garmonik tebranishlar* deyiladi:

$$X=A \sin(\omega t+\alpha)$$

yoki

$$X=A \cos(\omega t+\alpha) \quad (14.1)$$

Bunda X -jismning muvozanat xolatidan siljishi, A -jismning muvozanat xolatidan maksimal siljishi bo'lib, *uni tebranish amplitudasi* deyiladi. Sinus yoki kosinusning eng



14.1-rasm

katta qiymati birga tengligi uchun $X_{\max}=A$ bo'ladi; $(\omega t+\alpha)$ -garmonik tebranishning fazasi, α -tebranishning boshlangich fazasi deyiladi. $\omega=\frac{2\pi}{T}$ -

berilgan tebranish uchun doimiy bo'lib, garmonik tebranishning *siklik yoki doiraviy chastotasi* deyiladi. 14.1-rasmda (14.1) tenglama bilan ifodalangan garmonik tebranish grafigi ko'rsatilgan

($\alpha=0$).

Jismning bitta to'liq tebranishi amalga oshishi uchun ketgan vaqt $DAVR$ (T) deyiladi. Agar t vaqtda jism n marta tebrangan bo'lsa, uning davri

$$T = \frac{t}{n}, \text{ (c)} \quad (14.2)$$

ga teng bo'ladi. Birlik vaqt davomidagi tebranishlar soni chastota deyiladi:

$$\nu = \frac{1}{T}, \left(\frac{1}{c} = 1\text{Hz} \right). \quad (14.3)$$

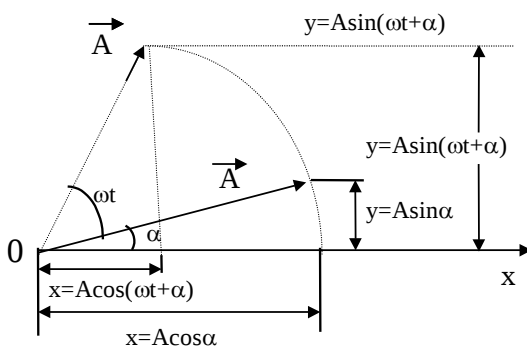
Siklik va chiziqli chastotalar orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$\omega = 2\pi\nu, \quad (14.4)$$

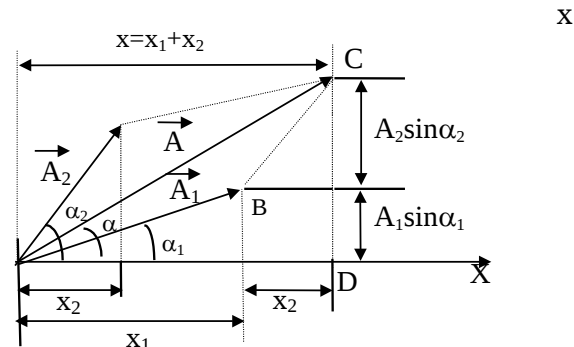
bunda $\omega - 2\pi$ sekund ichida to'la tebranishlar sonini ifodalaydi.

Garmonik tebranishlarni qo'shishda *amplitudalarning vektorlar diagrammasi* (amplitudalarning vektor qo'shilishi)dan foydalanamiz. Amplitudaning abstsissa o'qiga proektsiyasi (amplitudaning harakat grafigi) kosinusoidal, ordinata o'qiga proektsiyasi esa sinusoidal bo'lishini ko'rsatadi. Masalan, A amplitudaning tekislikdagi dekart koordinatalar sistemasida qarab chiqamiz (14.2-rasm). U vaqtda A amplitudaning proektsiyalari quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} t=0, & \quad X=A \cos\alpha \\ t \neq 0 \text{ da} & \quad X=A \cos(\omega t + \alpha) \\ & \quad U=A \sin\alpha, \quad U=A \sin(\omega t + \alpha) \end{aligned}$$



14.2-rasm



14.3-rasm

Quyidagi bir to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan boshlang'ich faza va amplitudasi bilan farqlanuvchi bir xil davrli ikkita garmonik *tebranishlarning qo'shilishini* qarab chiqaylik:

$$\begin{aligned} X_1 &= A_1 \cos(\omega t + \alpha_1), \\ X_2 &= A_2 \cos(\omega t + \alpha_2). \end{aligned} \quad (14.5)$$

Kuzatilayotgan jism bir vaqtning o'zida ikkita garmonik tebranishda qatnashadi, shuning uchun uning siljishi har bir tebranishdagi siljishlarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$X = X_1 + X_2 = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) + A_2 \cos(\omega t + \alpha_2). \quad (14.6)$$

Qo'shishda amplituda vektorlari diagrammasidan foydalanamiz. Amplituda vektorlari orasidagi burchak boshlang'ich fazalar ayirmasiga teng bo'lib, vaqt o'tishi bilan ular orasidagi burchak o'zgarmasdan, bir xil doiraviy chastota bilan aylanma harakat qiladi. $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ larni vektorlarni qo'shish qoidasiga asosan qo'shsak (15.3-rasm),

ularning natijaviy qiymatlari qo'shiluvchi garmonik tebranishlarning qo'shilishidan hosil bo'lgan tebranishning amplitudasini ifodalab ular bilan bir davrli bo'ladi:

$$\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2. \quad (14.7)$$

$\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlarning X o'qiga olingan proektsiyalarini qo'shsak $\vec{A}_1$ vektorning X o'qiga olingan proektsiyasiga teng bo'ladi:

$$X = X_1 + X_2 = A \cos(\omega t + \alpha). \quad (14.8)$$

OVS o'tmas burchakli uchburchakdan kosinuslar teoremasiga asosan

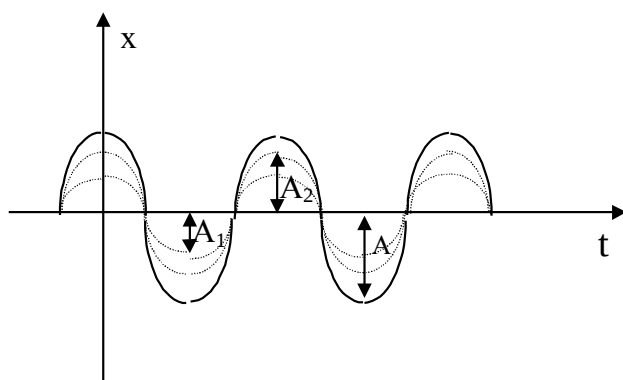
$$A^2 = A_1^2 + 2A_1A_2\cos(\alpha_2 - \alpha_1) + A_2^2. \quad (14.9)$$

SOD uchburchakdan natijaviy tebranishning boshlang'ich fazasini aniqlaymiz:

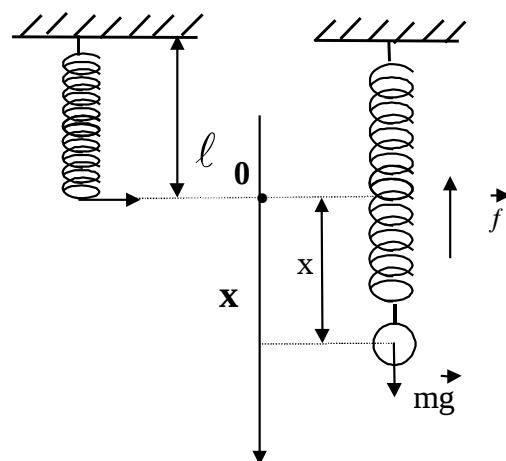
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{CD}{OD} = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2}. \quad (14.10)$$

Demak, bir to'g'ri chiziq bo'yicha tebranuvchi bir xil davrli ikki garmonik tebranishning qo'shilishidan xosil bo'lgan tebranish shu to'g'ri chiziq bo'yicha qo'shiluvchi tebranishlarning davriga teng davr bilan harakatlanuvchi garmonik tebranish bo'lar ekan. Uning siljish tenglamasi (14.8), amplituda va boshlang'ich fazasi mos ravishda (14.9) va (14.10) tenglamalar orqali ifodalanadi. Bunday tebranishlarni grafik tasviri 14.4-rasmda ko'rsatilgan tutash chiziqlardan iborat bo'ladi. Punktir chiziqlar bilan qo'shiluvchi garmonik tebranishlar ifodalangan.

Biz yuqorida ko'rib o'tgan (14.1) ifoda mexanik garmonik tebranish tenglamasi



14.4-rasm.



14.5-rasm

deyiladi. Mexanik garmonik tebranma harakatni elastik prujinada ham hosil qilish mumkin.

Prujinaga osilgan sharchaga tashqi kuch bilan ta'sir etsak, prujina cho'ziladi (14.5-rasm), u xolda elastiklik kuchini

$$f = -kx \quad (14.11)$$

ko'rinishda yozamiz. Bu erda f-elastiklik kuchi, x-siljish, k-elastiklik koeffitsienti, minus ishorasi siljish bilan elastiklik kuchi yo'nalish jihatdan qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi. Agar sharcha muvozanat holatdan pastga qarab og'sa ($x > 0$), kuch yuqoriga qarab yo'naladi ($f < 0$). Agar sharcha muvozanat holatdan yuqoriga qarab harakatlansa

($x < 0$), kuch pastga qarab yoʻnaladi ($f > 0$). Shunday qilib f kuch sharchaning muvozanat holatdan siljishga proporsional va doimo muvozanat holatiga qarab yoʻnalgan. U holda garmonik tebranma xarakat tenglamasi:

$$X = A \sin(\omega t + \alpha). \quad (14.12)$$

Maʼlumki toʻla tebranish davri $T = \frac{2\pi}{\omega}$, ω - tsiklik yoki doiraviy chastota. Tebranish chastotasi $\nu = \frac{1}{T}$ yoki $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ larni xisobga olib (14.12) ni quyidagicha yozamiz:

$$X = A \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right) \quad (14.13)$$

yoki

$$X = A \sin(2\pi\nu t + \alpha). \quad (14.14)$$

2. Mexanik va elektromagnit garmonik tebranishlar tenglamasi. Ularning echimi va talqini. Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shakli.

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan kuch $F = ma$ ifodasini (14.11) bilan taqqoslasak; $ma = -kx$; $a = \frac{d^2x}{dt^2}$ boʻlgani uchun $m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx$ yoki

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0. \quad (14.15)$$

(14.15) *garmonik harakatning differentsial tenglamasidir*. (14.15) ning echimi (14.13) ifoda koʻrinishida boʻladi.

Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shaklini bayon qilamiz. Matematikada kompleks sonlar nazariyasidan ξ (kcu) kompleks son quyidagicha yozilishi maʼlum:

$$\xi = A e^{i\varphi} = A(\cos\varphi + i \sin\varphi) \quad (14.16)$$

bunda A va φ - haqiqiy sonlar, e - natural logarifm asosi, $i = \sqrt{-1}$.

Bu sonning haqiqiy qismi $A \cos\varphi$, mavhum qismi esa $A \sin\varphi$ ga teng. Kompleks sonlardan foydalanish trigonometrik funktsiyalar ustida matematik amallarni bajarishni engillashtiradi. Buni quyidagi misolda koʻramiz:

$$X = A \cos(\omega t + \alpha) \quad (14.17)$$

Tebranma harakatni qoʻshishda koʻpincha, masala ampilituda kvadratini xisoblashga keltiriladi. Buning uchun (14.17) ning haqiqiy qismini mavhum qismidan ajratish shart boʻlmay, balki $\xi \xi^*$ koʻpaytmani xisoblash etarlidir. Bunda ξ^* berilgan ξ ga kompleks qoʻshma sonidir. U vaqtda:

$$\xi = A e^{i(\omega t + \alpha)}, \quad \xi^* = A e^{-i(\omega t + \alpha)}, \quad (15.18)$$

$$\xi \xi^* = A e^{i(\omega t + \alpha)} * A e^{-i(\omega t + \alpha)} = A^2 \quad (15.19)$$

Endi bir yoʻnalishdagi garmonik tebranishlarni qoʻshilishini qarab chiqaylik;

va $X_2 = A_2 e^{i(\omega t + \alpha_2)}$ ning natijaviysi:

$$X = X_1 + X_2 = A_1 e^{i(\omega t + \alpha_1)} + \boxed{\phantom{A_2 e^{i(\omega t + \alpha_2)}}}$$

Amplituda qiymatini aniqlash uchun o'ng tomonni o'ziga qo'shma bo'lgan kompleks songa ko'paytiramiz:

$$A^2 = \left[V^1 e^{i(\omega t + \alpha^1)} + V^5 e^{i(\omega t + \alpha^5)} \right] \left[V^1 e^{-i(\omega t + \alpha^1)} + V^5 e^{-i(\omega t + \alpha^5)} \right]$$

qavsni ochib chiqsak

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \left[e^{i(\alpha_2 - \alpha_1)} + e^{-i(\alpha_2 - \alpha_1)} \right] \quad (14.20)$$

(14.16) ni xisobga olsak

$$e^{i(\alpha_2 - \alpha_1)} + e^{-i(\alpha_2 - \alpha_1)} = 2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

va buni ham eotiborga olsak, (15.20) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$A^2 = A_1^2 + 2A_1 A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) + A_2^2 \quad (14.21)$$

Amplitudaniing vektorlar diagrammasidan foydalanib keltirib chiqarilgan (14.9) formulaning o'zginasidir.

3. Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi. Prujinali tebrangich, tebranish konturi. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi.

Massasi m bo'lgan moddiy nuqtaning *garmonik tebranish energiyasini* xisoblaylik. Huqta doimo tebranib turganligi uchun uning tezligi, kinetik va potentsial energiyasi o'zgaruvchan bo'ladi. Moddiy nuqtaning potentsial energiyasi nuqtaning muvozanat xolatidan dx masofaga siljituvchi kuchning bajargan ishi bilan aniqlanadi:

$$W_{\Pi} = \int_0^x f dx.$$

Bu erda $f = -kx$ bo'lgani uchun

$$W_{\Pi} = - \int_0^x f dx = \frac{kx^2}{2} \quad (14.22)$$

Garmonik tebranma harakat uchun $a = -\omega^2 x$ bo'lgani uchun Hyutoning ikkinchi qonuniga ko'ra:

$$f = -\omega^2 mx$$

uni $f = -kx$ bilan taqqoslasak,

$$k = \omega^2 m \quad (14.23)$$

$X = A \sin(\omega t + \alpha)$ bo'lgani uchun (14.23) ni (14.22) ga qo'yib, potentsial energiya tenglamasini hosil qilamiz:

$$W_p = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \alpha) \quad (14.24)$$

Moddiy nuqtaning tebranish tezligi

$$v^2 = \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \alpha),$$

uning kinetik energiyasi esa

$$W_k = \frac{m\dot{\theta}^2}{2} = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \alpha) \quad (14.25)$$

Nuqta garmonik tebranishining to'liq energiyasi:

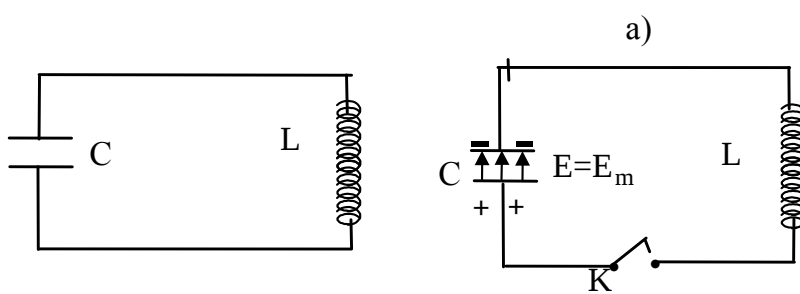
$$W = W_p + W_k = \frac{m\omega^2 A^2}{2} = \text{const} \quad (14.26)$$

Demak, garmonik tebranma xarakat qiluvchi jismning to'liq energiyasi tebranish amplitudasi kvadratiga to'g'ri proporsional bo'lib, tebranish protsessi davomida o'zgarmaydi. Lekin uning energisi tebranish davomida kinetik energiyadan potentsial energiyaga aylanadi va aksincha.

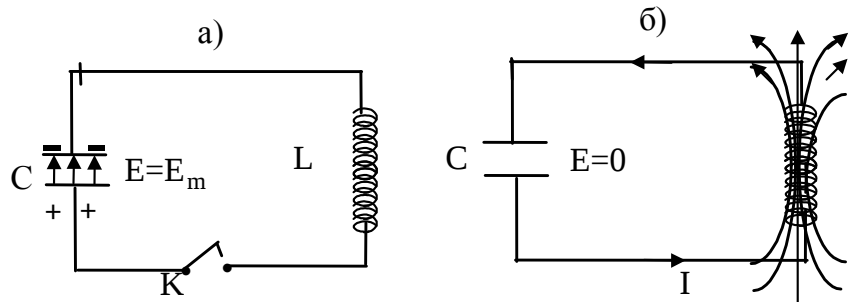
4. Elektr tebranishlari.

Elektromagnit tebranish konturi deb L induktiv g'altak va S sig'imli kondensatordan tuzilgan berk zanjirga aytiladi. (14.6-rasm).

Konturda elektr tebranishlar xosil qilish uchun dastlab kondensatorni zaryadlaymiz (14.7a-rasm), kondensatordagi zaryadlar g'altak tomonga oqib, kondensator zaryadsizlanadi va tok o'tib magnit maydon (va o'zinduktsiya toki) xosil bo'ladi. Kondensator zaryadsizlangan sari uning elektr maydoni zaiflashadi, g'altakning magnit maydoni kuchayadi. Kondensator to'liq zaryadsizlanganda g'altakdagi tok maksimal



14.6-rasm



14.7-rasm

bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan o'zinduktsiya xodisasiga asosan g'altakning magnit maydoni zaiflashib kondensator qayta zaryadlanadi. Kondensator qayta zaryadlanganda undagi elektr maydon kuchlanganligi maksimal qiymatga erishadi, birok uning yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi. So'ngra kondensatorning qarama-qarshi yo'nalishida zaryadsizlanishi boshlanadi. Shunday qilib konturda maolom T davrga ega bo'lgan elektromagnit tebranish xosil bo'ladi, davrining birinchi yarmida tok bir yo'nalishda, davrining ikkinchi yarmida esa qarama-qarshi yo'nalishda oqadi.

Konturdagi elektromagnit tebranishlar vaqtida kondensatorning elektr maydon energiyasi g'altakning magnit maydon energiyasiga va aksincha davriy ravishda o'zaro o'zgarib turadi. Agar konturda energiya isrofi bo'lmaganda edi, elektr va magnit tebranishlar garmonik konunga asosan so'nmas tebranishlar bo'lib, matematik ifodasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\left. \begin{aligned} E &= E_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_1) \\ H &= H_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_2) \end{aligned} \right\} \quad (14.27)$$

bunda, E_0 , N_0 -mos ravishda $\vec{E}, \vec{H}$ - tebranish vektorlarining ampitudalari, φ_1, φ_2 - tebranishlarning boshlang'ich fazalari. Agar tebranish konturida aktiv qarshilik $R=0$ bo'lsa, konturning tebranish davri Tomson formulasi bilan aniqlanadi:

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (14.28)$$

Elektromagnit tebranishlarni uzluksiz hosil qilish uchun kondensatorni biror moslama bilan zaryadlab turish zarur. Bunday moslama sifatida 1886 yilda Gerts induksiya g'altagidan foydalandi.

Hozirda esa so'nmas elektromagnit tebranishlarni hosil qilish uchun elektron-lampa va yarim o'tkazgichli tranzistorlardan foydalaniladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Garmonik tebranish va uni xarakterlovchi asosiy fizik kattaliklarni tushuntiring.
2. Vektorlar diagrammasining mohiyatini ochib bering.
3. Mexanik garmonik tebranishlar tenglamasini yozing va uning echimini izohlang.
4. Garmonik tebranma harakat qilayotgan jism to'la energiyasining formulasi qanday
5. Tebranish konturida elektromagnit tebranishlarni hosil bo'lishini tushuntirib bering.

ADABIYOTLAR

1. O.Axmadjonov. "Fizika kursi ". Toshkent. 1989. 2-Qism. X-bob, § 1-3.
2. I.V.Savelev. "Umumiy fizika kursi". M, Nauka. 1986. t.I. § 49, 61.
3. A.Qosimov, X.Jo'raqulov, A.Safarov. "Fizika kursi". T.1994, 1q, §11.1-11.11.
4. G'.A.Abdullaev. "Fizika". Toshkent. "O'qituvchi". 1989.II bob. §1-10.
5. T.I.Trofimova. "Kurs fiziki". M."Vushaya shkola".1990. §140-160.
6. A.S.Safarov. "Umumiy fizika kursi". Elektromagnetizm va to'lqinlar. Toshkent. 1992. II.q. XI bob. § 10.1-11.6.
7. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. «Osnovi fiziki», «Gardarika». M.,1998
8. Savel'ev I.V., «Kurs obshey fiziki», M.,Nauka. 1998

15-MA'RUZA. SO'NUVCHI TEBRANISHLAR.

Reja:

1. Tebranishlarni qo'shish. Matematik va fizik tebrangich. Erkin so'nuvchi tebranishlar, so'nuvchi tebranishlar tenglamasi. So'nish koeffitsienti, logarifmik dekrement. Asillik (dobrotnost). Izoxronlik.
2. Ostsillyator (vibrator-tebrangich) uchun energetik munosabatlar. Bog'langan ostsillyatorlar tushunchasi.

Tayanch so'z va iboralar: *o'zaro tik tebranishlarni qo'shish, matematik mayatnik va uning tebranish davri, fizik mayatnik va uning tebranish davri, keltirilgan uzunligi, izoxronlik, erkin tebranishlar, so'nuvchi tebranishlar, so'nish koeffitsienti va dekrementi, asllik.*

1. Tebranishlarni qo'shish. Matematik va fizik tebrangich. Erkin so'nuvchi tebranishlar, so'nuvchi tebranishlar tenglamasi. So'nish koeffitsienti, logarifmik dekrement. Asillik (dobrotnost). Izoxronlik.

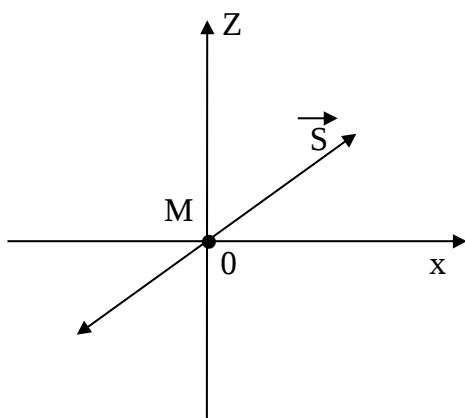
Koordinata boshiga joylashgan M moddiy nuqta OX va OZ o'qlari bo'yicha o'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda tebransin. OX va OZ koordinata o'qlari bo'yicha tebranish tenglamalari (boshlang'ich fazalarini nolga teng deb olamiz):

$$\begin{aligned}x &= A_1 \sin \omega t, \\z &= A_2 \sin \omega t.\end{aligned}\quad (15.1)$$

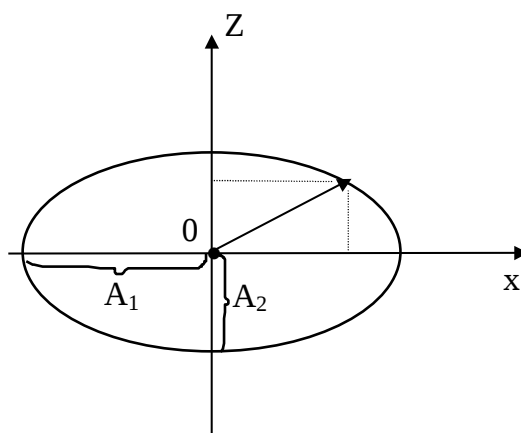
Tenglamalarni birga echib,

$$x = (A_1/A_2) z \quad \text{yoki} \quad z = (A_2/A_1) x \quad (15.2)$$

ifodalarni olamiz. Bu ifodalar koordinata boshidan o'tgan to'g'ri chiziqli (S) ning tenglamasidir. (15.1-rasm)



15.1-rasm



15.2-rasm

Demak, tebranishlar qo'shilib:

$$S = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \sin \omega t \quad (15.3)$$

tenglama bilan ifodalanuvchi garmonik tebranma harakatni beradi.

O'zaro perpendikulyar tebranishlar fazalari bir-biridan $\pi/2$ ga farq qilca, bu tebranish tenglamalari:

$$\begin{aligned}X &= A_1 \sin \omega t \\Z &= A_2 \sin (\omega t + \pi/2) = A_2 \cos \omega t\end{aligned}$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bularni birga echib:

$$X^2/A_1^2 = \sin^2 \omega t, \quad Z^2/A_2^2 = \cos^2 \omega t$$

tenglamalarni olamiz. Bu tenglamalarni xadma-xad qo'shib:

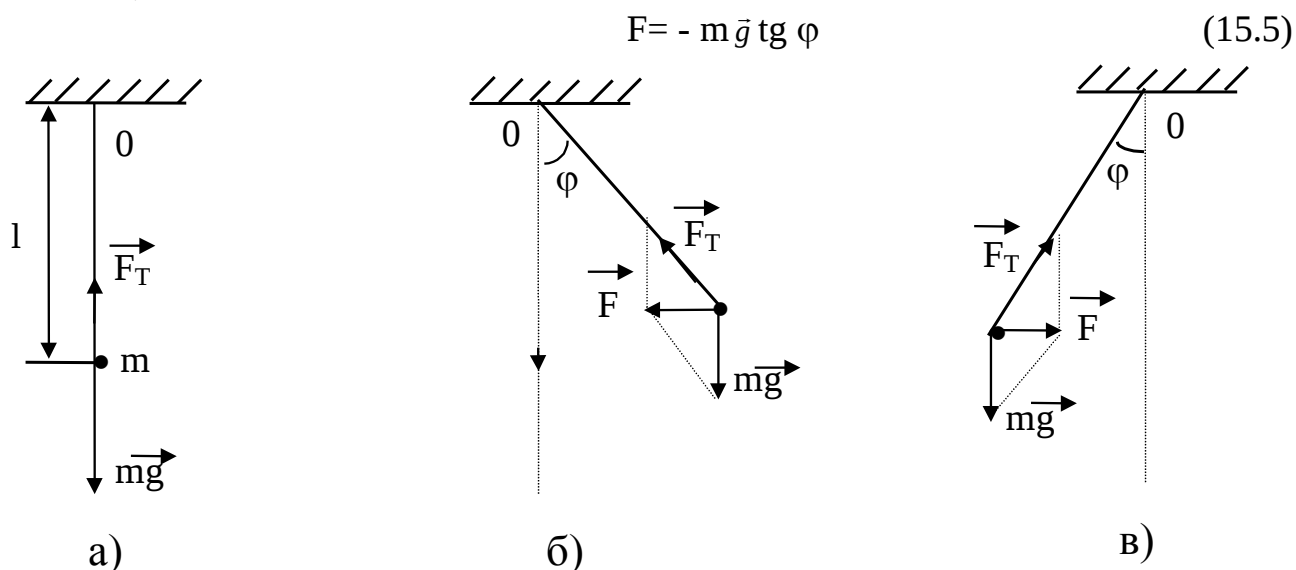
$$X^2/A_1^2 + Z^2/A_2^2 = 1 \quad (15.4)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu ellips tenglamasidir. Demak, xosil bo'lgan garmonik tebranishning trektoriyasi ellipsdir (15.2-rasm). Agar $A_1 = A_2 = A$ bo'lsa, trektoriya aylana shaklida bo'ladi.

Umumiy xolda o'zaro perpendikulyar tebranishlarni qo'shsak, ularning amplitudalari, boshlang'ich fazalari va davrlariga qarab murakkab shakllarni - Lissaju shakllarini kuzatamiz.

Matematik mayatnik, aslida abstrakt tushuncha: choʻzilmaydigan vaznsiz ipga osilgan, ogʻirlik kuchi taʼsiri ostida vertikal tekislikdagi aylana yoyi boʻylab harakatlana oladigan moddiy nuqta matematik mayatnik deb ataladi. Mayatnik ipi vertikal vaziyatda boʻlsa, sharchaga taʼsir etuvchi ogʻirlik kuchi ($m\vec{g}$) ipning taranglik kuchi ($\vec{F}_T$) bilan muvozanatlashadi. Lekin mayatnikni muvozanat vaziyatdan ogʻdirganda ogʻirlik kuchi ($m\vec{g}$) va ipning taranglik kuchi ($\vec{F}_T$) bir toʻgʻri chiziqda yotmaydi. Natijada ularning teng taʼsir etuvchisi $\vec{F} = m\vec{g} + \vec{F}_T$ boʻladi. $\vec{F}$ ning qiymati $mg \operatorname{tg} \varphi$ ga teng. Mayatnik oʻng tomonga ogʻgan xolda (15.3-b rasm) F chap tomonga yoʻnalgan, mayatnik chap tomonga ogʻgan xolda (15.3-v rasm) F oʻng tomonga yoʻnalgan boʻladi.

Demak,



15.3 - rasm

Bu kuch taʼsirida sharcha 1 radiusli aylana yoyi boʻylab muvozanat vaziyati tomon harakatlanadi. Mayatnikning mazkur harakati aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$J\varepsilon = M \quad (15.6)$$

bilan harakterlanishi kerak. Bunda J -sharchaning aylanish oʻqiga nisbatan inertsia momenti, ε -uning burchak tezlanishi, M esa F kuchning 0 oʻqqa nisbatan momenti boʻlganligi tufayli

$$J = ml^2, \quad \varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2}, \quad M = -mgl \sin \varphi$$

lardan foydalanib (15.6) ni quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:

$$ml^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgl \sin \varphi$$

yoki

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l} \sin \varphi = 0 \quad (15.7)$$

Agar φ burchakning kichik qiymatlariga mos keluvchi tebranishlarni tekshirish bilan cheklansak, $\sin \varphi$ ni taqriban φ bilan almashtirish mumkin. Natijada (15.7) ifoda

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\varphi = 0$$

ko‘rinshga keladi. Bunda

$$g/l = \omega_0^2 \quad (15.8)$$

belgilash kiritsak,

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0 \quad (15.9)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu tenglamaning echimi

$$\varphi = \varphi_m \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (15.10)$$

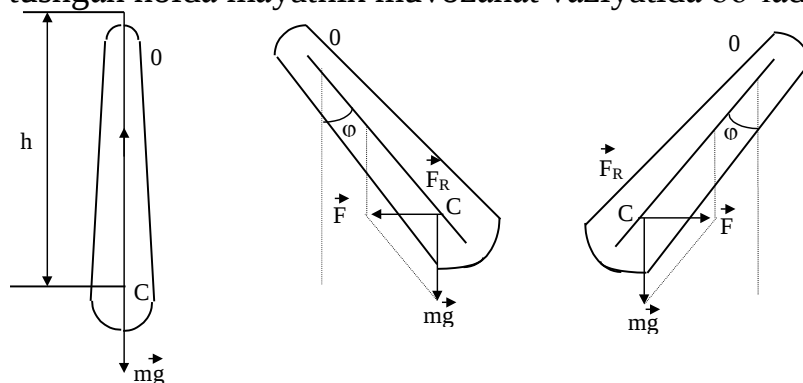
ko‘rinishda bo‘ladi. (16.9) dan foydalanib *matematik mayatnik tebranish davri*

$$T_m = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (15.11)$$

formula bilan ifodalanishini topamiz.

Demak, Er sirtining muayyan sohasidagi matematik mayatnik kichik tebranishlarning davri mayatnik uzunligi (l) ga bog‘liq xolos.

Fizik mayatnik deganda inertsia markazidan o‘tmaydigan gorizontaal qo‘zg‘almas aylanish o‘qi atrofida og‘irlik kuchi ta’sirida harakatlana oladigan qattiq jism tushuniladi. Aylanish o‘qi fizik mayatnikning osilish o‘qi deb ataladi. Fizik mayatnikning inertsia markazi (S) dan osilish o‘qiga o‘tkazilgan perpendikulyar (OS) vertikal chiziq bilan mos tushgan holda mayatnik muvozanat vaziyatida bo‘ladi (15.4-rasm).



15.4 -rasm

Muvozanat vaziyatidan biror burchakka og‘dirilganda (15.4-b yoki 15.4-v rasm) $m\vec{g}$ va $\vec{F}_R$ kuchlarning teng ta’sir etuvchisi-fizik mayatnikni muvozanat vaziyati tomon qaytarishga intiluvchi $\vec{F}$ kuchdir. Fizik mayatnikning harakati uchun aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$I \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgh \sin \varphi \quad (15.12)$$

tarzda yoziladi.

Bu ifodada I - fizik mayatnikning osilish o‘qiga nisbatan inertsia momenti, m -fizik mayatnik massasi, h esa fizik mayatnikning osilish o‘qi va inertsia markazi orasidagi masofa. Kichik tebranishlar uchun $\sin\varphi \approx \varphi$ ekanligini xisobga olsak, (16.12) fizik mayatnik tebranish tenglamasi quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mgh}{I}\varphi = 0$$

yoki

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0 \quad (15.13)$$

Oxirgi tenglamada

$$\omega_0^2 = mgh/I \quad (15.14)$$

belgilash kiritdik.

Shunday qilib, fizik mayatnikning kichik og'ishlaridagi tebranishlar garmonik tebranishlar bo'lib, ularning tebranish davri

$$T_\phi = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgh}} \quad (15.15)$$

formula bilan aniqlanadi. Mazkur fizik mayatnikning tebranish davriga teng bo'lgan davr bilan tebranadigan matematik mayatnikning uzunligini topaylik. Buning uchun (15.11) va (15.15) ifodalarni tenglashtiraylik:

$$2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgh}} \rightarrow l_k = \frac{I}{mh}$$

Bu tenglikdagi l_k fizik mayatnikning *keltirilgan uzunligi* deb ataladi. Uni quyidagicha tavsif qilish mumkin: fizik mayatnikning barcha massasini fikran bitta nuqtaga to'plab va bu moddiy nuqtani l_k uzunlikdagi ipga osib vujudga keltirilgan matematik mayatnikning tebranish davri mavjud fizik mayatnikning tebranish davridek bo'ladi. (15.11) va (15.15) lar asosida quyidagi xulosaga kelamiz: prujinali mayatnik, matematik va fizik mayatniklar uchun umumiy xossa shundan iboratki mayatniklarning kichik tebranishlarida, ya'ni garmonik tebranishlar sodir bo'layotganda tebranish davri amplitudaga bog'liq emas. Mayatnikning bu xossasi *izoxronlik* deb ataladi. Mayatniklarning izoxronligi ulardan vaqt o'lchagich asbob sifatida foydalanishga imkon beradi. Xususan, Gyuygens 1685 yilda soat yurishini boshqarishda mayatnikdan foydalangan. Keyinchalik, mayatniklar texnikaning turli soxalarida qo'llanildi.

Muvozanat vaziyatdan chiqarilgan tizimda tashqi kuchlar ta'sirisiz bo'ladigan tebranishlar *erkin tebranishlar* deyiladi. Real mexanik tebranishlar *so'nuvchi tebranishlardir*. Tebranishlarning so'nishi tebranuvchi moddiy nuqta yoki sistemaning tebranish dovomida energiya yo'qolishi bilan bog'liqdir. Bu energiya yo'qolishi - tashqi muhit bilan ishkalanish xisobiga yoki tashqi muhitga elastik to'lqinlar tarqatish evaziga bo'lishi mumkin.

Tebranishni so'ndiruvchi kuch tebranma harakat tezligiga to'g'ri proporsional :

$$\vec{F}_c = -\eta \vec{g} \quad (15.17)$$

bunda η -qarshilik koeffitsienti; $\vec{g}$ -harakat tezligi (manfiy ishora so'ndiruvchi qarshilik kuchi bilan tezlikning qarama-qarshi yo'nalganligini ko'rsatadi).

Agar tebranuvchi moddiy nuqtaning massasi m bo'lsa so'nuvchi tebranish tenglamasini quyidagicha tasavvur qilish mumkin:

$$X = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \phi) \quad (15.18)$$

bu erda $A_0 e^{-\beta t}$ - so'nuvchi tebranish amplitudasi, A_0 -boshlangich amplituda e -natural logarifm asosi, $\beta = \eta/2m$ - *so'nish koeffitsienti*.

Tebranishning so'nish tezligi tebranishning *logorifmik dekrementi* bilan aniqlanadi.

$$\lambda = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \beta T \quad (15.19)$$

bu erda A_n , A_{n+1} - oldinma ketin tebranishlar amplitudalari. Tebranishlarning soʻnishi nazariy ravishda juda uzoq vaqt davom etadi, lekin tebranishlar amplitudasi 1% gacha kamaysa (avvalgi qiymati 100% deb olingan), amalda tebranish soʻngan deb xisoblanadi.

Tebranish sistemasini xarakterlash uchun sistemaning ASLLIGI (Q) tushunchasi kiritiladi. Sistema asilligi sistema tula energiyasi (E)ning sistema tomonidan bir davrda yoʻqotgan energiyasi E_T - nisbati bilan aniqlanadi:

$$Q = 2\pi \frac{E}{E_T}; \quad Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\omega_0}{2\beta} \quad (15.20)$$

2. Ossillyator (vibrator-tebrangich) uchun energetik munosabatlar. Bogʻlangan ostsillyatorlar tushunchasi.

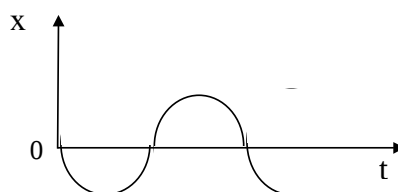
Ossillyator uchun energetik munosabatlar. Tebranayotgan sistema harakatini harakterlovchi differentsial tenglama (15.9) koʻrinishda boʻlsa, bunday sistemalarni chiziqli ostsillyatorlar deyiladi. Demak, biz koʻrib oʻtgan fizik, matematik, prujinali mayatniklar harakatini ostsillyator harakati deb qarash mumkin. Faqat elastik yoki kvazielastik kuchlar taʼsirida tebranuvchi sistemalarning tebranishlari erkin tebranishlar deb ataladi.

Erkin tebranishlarga biz koʻrib oʻtgan mayatniklar tebranishi misol boʻlibgina qolmay, suyuqlikka tashlangan areometr, ikki prujina orasiga siqilgan jism, choʻntak soatlari mayatniklari va boshqalar tebranishi ham misol boʻladi.

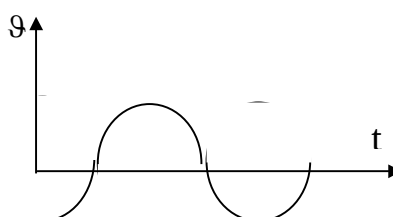
Erkin tebranishlar sodir boʻlishi uchun sistemaga qoʻyilgan kuch tez oʻzgaradigan boʻlishi kerak, boshqacha aytganda, tasir vaqti $t \ll T$ boʻlganda kuch kattaligi sezilarli oʻzgarishi kerak.

Muvozanat holatidan chiqarilganda sistemani muvozanat holatiga qaytaruvchi $F=kx$ va $F=mg \sin \varphi$ kuchlar qisqa vaqt ichida miqdor jixatidan tez oʻzgaradi, shuning uchun bunday kuchlar tasirida hosil boʻlayotgan tebranishlar tenglamasi (15.9) erkin tebranishlar differentsial tenglamasi boʻladi. Yuqorida aytganimizdek, bu tenglamalar soʻnmaydigan erkin tebranishlar uchun ham oʻrinlidir. Buning uchun sistema muvozanat holatdan chiqarilganda berilgan energiya tebranishning istalgan momentida oʻzgarmas miqdor boʻladi.

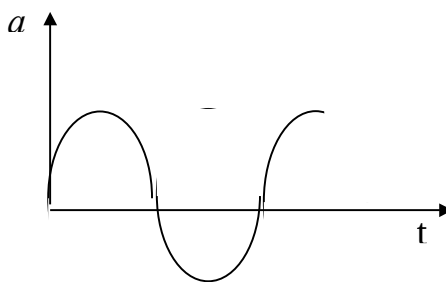
15.5-rasm.
a). Siljish



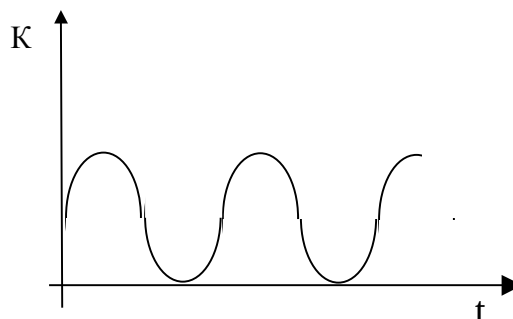
15.5-rasm.
b). Tezlik



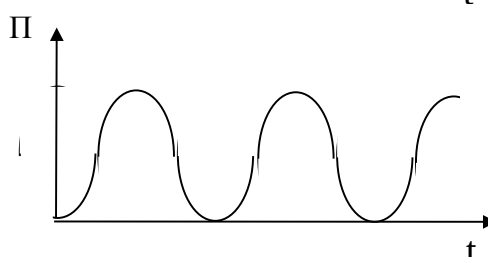
15.5-rasm.
s). Tezlanish



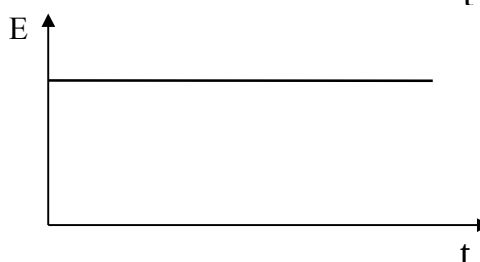
15.5-rasm.
d). Kinetik energiya



15.5-rasm.
e). Potentsial energiya



15.5-rasm.
j). To'la energiya



Sistema bir tebranish davrida ikki marta muvozanat holatidan o'tganligidan kinetik energiyaning tebranish davri ikki marta kichik bo'ladi. Potentsial energiya ham shunday davr bilan tebranadi. 15.5-rasmda tebranma harakatni xarakterlaydigan fizik kattaliklarni vaqtga bog'liqlik grafigi berilgan. Bu grafiklar quyidagi formulalar asosida olingan:

$$\text{siljish } X = A \sin \omega t \quad (15.5\text{-a rasm})$$

$$\text{tezlik } V = \frac{dx}{dt} = A\omega \cos \omega t \quad (15.5\text{-b rasm})$$

$$\text{tezlanish } a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2 \sin \omega t \quad (15.5\text{-v rasm})$$

$$\text{potentsial energiya } \Pi = \frac{kx^2}{2} = \frac{k}{2} A^2 \sin^2(\omega t) \quad (15.5\text{-g rasm})$$

$$\text{kinetik energiya } K = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} A^2 \omega^2 \cos^2 \omega t \quad (15.5\text{-d rasm})$$

$$\text{to'la energiya } E = \Pi + K = \frac{m}{2} A^2 \omega^2 \quad (15.5\text{-j rasm})$$

Bu formulalar bilan oldingi ma'ruzalarda tanishgan edik.

Bu formulalardan ko'rinadiki:

1) siljish maksimum bulganda $x=A$ tezlik va kinetik energiya nolga teng, tezlanish va potentsial energiya eng katta qiymatga ega;

2) tezlik maksimum bo'lganda, kinetik energiya maksimum bo'lib, potentsial energiya va tevlanish nolga teng;

3) tezlik va tevlanish qarama-qarshi fazada o'zgaradi;

4) kinetik va potentsial energiya yig'indisi o'zgarmas miqdordir;

5) $\sin^2 \omega t = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\omega t)$ va $\cos^2 \omega t = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\omega t)$ ni hisobga olsak:

$$K = \frac{m}{2} A^2 \omega^2 \cos^2 \omega t = \frac{mA^2 \omega^2}{4} [1 + \cos 2\omega t] \quad (15.21)$$

$$P = \frac{KA^2}{2} \sin^2 \omega t = \frac{KA^2}{4} [1 - \cos 2\omega t]. \quad (15.22)$$

Demak, (15.21), (15.22) formulalardan ko'rinadiki, kinetik va potentsial energiyaning tebranish chastotasi ikkilangan (2ω) chastotadir, lekin energiyaning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi (tebranishi) garmonik qonuniyat bo'yicha bo'ladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. O'zaro perpendikulyar garmonik tebranishlar tenglamasini yozing va ular qanday qo'shilishini tushuntiring.
2. Matematik va fizik mayatnik tebranish qonuni qanday
3. Fizik mayatnik nima, uning tebranish qonunini izohlab bering. Fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi formulasini yozing. So'navchi tebranishlar mohiyatini tushuntiring va misollar keltiring.
4. So'navchi tebranishlar tenglamasini yozing. So'nish koeffitsienti va so'nish dekrementini izohlang.
5. Tebranish tizimining aslligi va izoxronligi deb nimaga aytiladi
6. Ostsillyatorning kinetik, potentsial va to'la energiyalarini yozing va ular orasidagi bog'lanishni tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. O.Axmadjonov. "Fizika kursi". Toshkent. 1989. 2-Qism. X-bob, § 1-3.
2. I.V.Savelev. "Umumiy fizika kursi". T. 1973. 2-qism, § 47, 58, 105.
3. A.Qosimov, X.Jo'raqulov, A.Safarov. "Fizika kursi". T.1994, 1q, §11.1-11.11.
4. G'.A.Abdullaev. "Fizika". Toshkent. 1989. 47-48 b.
5. A.G'.Rasulmuxamedov, J.Kamalov, B.F.Izbosarov. "Umumiy fizika kursi". Toshkent. 1989. § 59.
6. A.S.Safarov. "Umumiy fizika kursi". Elektromagnetizm va to'lqinlar. Toshkent. 1992. II.q. XI bob. §11.1-11.6.
7. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. «Osnovi fiziki», «Gardarika». M.,1998
8. Savel'ev I.V., «Kurs obshey fiziki», M.,Nauka. 1998

16-MA'RUZA. MAJBURIY TEBRANISHLAR.

Reja:

1. Osillyatorlarga davriy turtkning ta'siri. Rezonans. Rezonans chiziqlari. Majburiy tebranish tenglamasi. Kuchlanish rezonansi. Tok rezonansi.
2. Angarmonik tebranishlar. Chiziqli bo'lmagan ostsillyator. Chiziqsiz elementga ega bo'lgan fizik tizimlar. Avtotebranishlar. Tebranishlarning o'z-o'zidan paydo bo'lish sharti.

Tayanch so'z va iboralar: *majburiy tebranish, majburiy tebranma harakatning tenglamasi, rezonans, rezonans amplitudasi, kuchlanish rezonansi, tok rezonansi, "titrash", avtotebranish, tebranish konturi, lampali generator, rezonans chastota.*

1. Osillyatorlarga davriy turtkning ta'siri. Rezonans. Rezonans chiziqlari. Majburiy tebranish tenglamasi. Kuchlanish rezonansi. Tok rezonansi.

Muvozanat vaziyatidan chetga siljitib, so'ng o'z xoliga qo'yib yuborilgan tebranuvchi sistema muhit qarshiligi va sistema parametrlariga bog'liq ravishda so'nuvchi tebranma harakat qiladi. So'nmaydigan tebranishlarni hosil qilish uchun sistemaga qo'shimcha tashqi o'zgaruvchan kuch ta'sir etib turishi lozim. Bu kuch tebranuvchi sistemaga goh bir tomonga, goh qarama-qarshi tomonga yo'nalgan "turtki" berib turadi. U bajargan ish tebranuvchi moddiy nuqta tomonidan muxit qarshiligini engishga sarflangan energiya kamayuvini to'ldirib turadi. Davriy ravishda o'zgarib turadigan bunday tashqi kuchni majbur etuvchi kuch deyiladi. Kuzatish boshlangan paytda muvozanat vaziyatida turgan moddiy nuqtaga garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchi $F=F_0 \cos \omega t$ kuch ta'sir etsin.

Bunda majbur etuvchi kuch amplitudasini F_0 bilan, chastotasini esa ω bilan belgilangan. Dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan, moddiy nuqtaning mazkur holdagi tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t$$

yoki

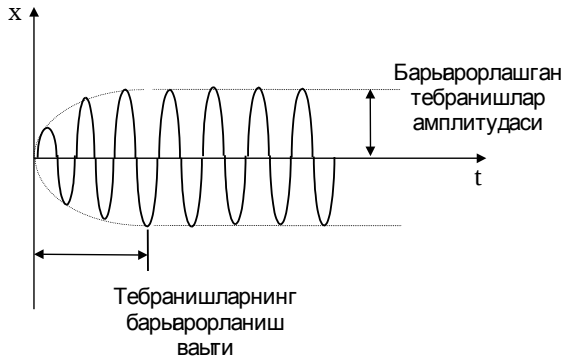
$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t \quad (16.1)$$

Tenglamaning $F_0=0$; va $\beta < \omega_0$ bo'lgan holdagi echimi $x=A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha)$, tebranuvchi moddiy nuqtaning xususiy so'nuvchi tebranishlariga mos keladi. Tenglamaning xususiy echimi esa majbur etuvchi kuch chastotasi ω bilan sodir bo'ladigan tebranishlarni aks ettiradi. Bu tebranishni moddiy nuqtaning majburiy tebranishlari deyiladi.

Moddiy nuqtaning xususiy tebranishlari majbur etuvchi kuch ta'sir eta boshlagan dastlabki paytda vujudga keladi va eksponentsial qonun bo'yicha tezgina (majburiy tebranishlarning barqarorlanish vaqti davomida) so'nib bo'ladi. (16.1) tenglamaning izlanayotgan echimi:

$$x = A \sin(\omega t + \alpha) \quad (16.2)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Bunday A - majburiy tebranishlar amplitudasi, uning qiymati:



16.1-rasm

$$A = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4B^2 \omega^2}} \quad (16.3)$$

formula yordamida hisoblash mumkin. α esa majbur etuvchi kuch va majburiy tebranish fazalarining farqi, uning qiymati:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2B\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (16.4)$$

formula yordamida hisoblanadi.

Tebranish konturiga elektr yurituvchi kuchi davriy ravishda o'zgaruvchi manba ulaylik. Bu manba konturining aktiv qarshiligida issiqlik energiyasi sifatida ajralib chiqayotgan energiya kamayuvini kompensatsiyalab turishi tufayli tebranish konturining energiyasi doimiy saqlanadi. Bu esa o'z navbatida, tebranishlarning so'nmasligiga sababchi bo'ladi. Bunday tebranishlarni majburiy elektromagnit tebranishlar deyiladi.

Bu holda kontur elementlaridagi kuchlanish tushishlarining yig'indisi nolga emas, balki tashqi o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch $\varepsilon_m \sin \omega t$ ga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = \varepsilon_m \sin \omega t \quad (16.5)$$

Bu tenglamaning echimi majburiy tebranishlarni ifodalaydi. Uning echimi quyidagi ko'rinishga ega.

$$q = q_m \cos(\omega t - \alpha) \quad (16.6)$$

bunda

$$q_m = \frac{\varepsilon_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (16.7)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} \quad (16.8)$$

(16.6) dan vaqt bo'yicha birinchi tartibli xosila olsak, konturdagi tok kuchini topgan bo'lamiz;

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t - \alpha) = I_m \cos(\omega t - \alpha + \pi/2) \quad (16.9)$$

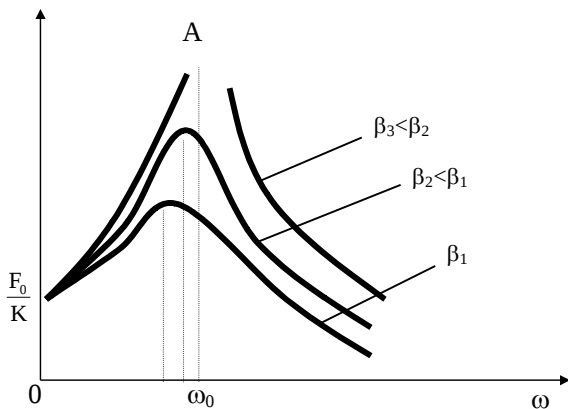
$$\text{bunda } I_m = \omega q_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (16.10)$$

Kondensatordagi kuchlanishni topish uchun (16.6) ni s ga bo'lamiz:

$$U = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \alpha) = U_m \cos(\omega t - \alpha) \quad (16.11)$$

$$\text{bunda } U_m = \frac{q_m}{c} = \frac{\varepsilon_m}{\omega c \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2}} \quad (16.12)$$

16.2-rasmda F_0 va m o'zgarmas bo'lgan holda β ning turli qiymatlari uchun A ning ω ga bog'liqlik grafiklari tasvirlangan. $\omega=0$ bo'lganda, ya'ni majbur etuvchi kuchning qiymati o'zgarmaganda (16.3) ifodadan $A = \frac{F_0}{m\omega_0^2} = \frac{F_0}{k}$ kelib chiqadi.



16.2-rasm

Shuning uchun 16.2-rasmda β ning turli qiymatlari uchun chizilgan grafiklarning barchasi ordinata o'qini $\frac{F_0}{k}$ da kesadi. $\omega \rightarrow \infty$ da, (16.3) ga asosan, amplituda asimptotik ravishda nolga intiladi. Rasmdan ko'rinishicha, ω ning biror oraliq qiymatida amplituda maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisa, ya'ni majbur etuvchi kuch chastotasining biror aniq qiymatida majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketishi rezonans xodisasi deb ataladi.

Rezonans hodisasi amalga oshgan holdagi majbur etuvchi kuchning chastotasini rezonans chastota deb, amplitudaning maksimal qiymatini esa rezonans amplituda deyiladi. Rezonans hodisasi ro'y berganda (16.3) ifoda maksimal qiymatga erishishi, ya'ni mazkur ifodaning mahraji minimal qiymatga erishishi lozim. Shuning uchun (16.3) ning maxrajidan ω bo'yicha hosila olib uni nolga tenglashtiramiz:

$$-2(\omega_0^2 - \omega^2)2\omega + 8\beta^2\omega = 0$$

yoki

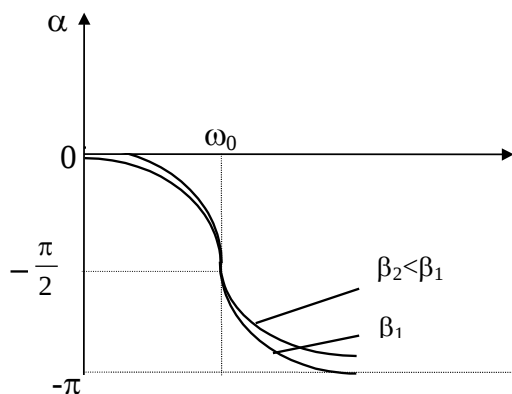
$$-\omega(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0$$

bundan

$$\omega = \omega_r = \boxed{} \quad (16.13)$$

(16.13) ni (16.3) qo'ysak rezonans amplitudasining qiymatini topamiz:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (16.14)$$



16.3-rasm

Demak, rezonans chastota va rezonans amplituda β ga bog'liq. β kamaygan sari ω_r ortib boradi va xususiy tebranishlar chastotasi (ω_0) ga yaqinlashib boradi. $\beta=0$ bo'lgan holda esa rezonans amplitudaning qiymati cheksiz katta bo'lishi kerak. Lekin, amalda rezonans amplituda chekli qiymatga ega, chunki real sharoitlarda tebranuvchi sistemaga qarshilik kuchi ta'sir etadi. Shuning uchun β ning nihoyat kichik qiymatlari uchun majbur etuvchi

kuchning chastotasi xususiy tebranishlar chastotasiga teng bo'lganda rezonans xodisasi amalga oshadi, deb hisoblanadi.

Moddiy nuqtaning siljishi va majbur etuvchi kuch fazalarning farqi (α) ning ω ga bog'liqligi (16.4) munosabat asosida hisoblangan va rasm 16.3 da tasvirlangan.

$\omega < \omega_0$ qiymatlarda siljish majbur etuvchi kuchdan faza bo'yicha orqada qoladi. Bu farq, avval, ancha kichik bo'ladi. Lekin, $\omega \rightarrow \omega_0$ da kattalashadi. Rezonans hodisasi sodir bo'lganda α ning qiymati - $\pi/2$ ga teng bo'ladi. $\omega \gg \omega_0$ da esa siljish va majbur etuvchi kuch qarama-qarshi fazada bo'ladi, ya'ni $\alpha = -\pi$.

Siljish va majbur etuvchi kuch fazalari⁽¹⁾ g farqi 0 emas, balki - $\pi/2$ ga teng bo'lganda rezonans hodisasini amalga oshishi g'alati tuyuladi. Lekin, siljish va majbur etuvchi kuch orasidagi fazalar farqi - $\pi/2$ ga teng bo'lganda tebranayotgan moddiy nuqta tezligi va majbur etuvchi kuch fazalarining farqi 0 ga teng bo'ladi. Shuning uchun majbur etuvchi kuchning ishi moddiy nuqta tezligini oshiradi. Natijada tebranish amplitudasi keskin ortadi.

Majburiy tebranishlar sodir bo'layotgan konturda kondensator qoplamalaridagi kuchlanishning amplituda qiymati U_m va konturdan o'tayotgan tok kuchining amplituda qiymati I_m majburiy tebranishlarni vujudga keltirayotgan elektr yurituvchi kuchning chastotasiga bog'liq. Ayni tebranish konturi majbur etuvchi E.YU.K.ning biror ω_r chastotasida U_m maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisa kuchlanish rezonansi deb, ω_r esa rezonans chastota deb ataladi.

Kuchlanish rezonansi vaqtidagi rezonans chastotaning qiymati kontur parametrlari (R, L, C lar) orqali quyidagi munosabat bilan bog'langan:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \quad (16.15)$$

Demak, rezonans chastota umuman, konturning xususiy chastotasi $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ dan kichik.

Lekin, konturning aktiv qarshiligi R qanchalik katta bo'lsa, rezonans chastota xususiy chastota ω_0 ga shunchalik yaqinroq bo'ladi.

Tok kuchining amplituda qiymati maksimumga erishishi uchun (16.10) ifodaning maxraji minimumga intilishi lozim, bu esa

$\omega L - 1/\omega C = 0$ bo'lganda amalga oshadi.

Shuning uchun konturda tok rezonansi sodir bo'lishi uchun majbur etuvchi E.YU.K. ning chastotasi konturning xususiy chastotasiga teng bo'lishi lozim,

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1}{LC}} = \omega_0 \quad (16.16)$$

Real konturda so'nmas elektromagnit tebranishlarni hosil qilish usuli bilan tanishaylik.

16.4-rasmda uch elektrodli elektron lampa yordamida so'nmas tebranishlarni hosil qiluvchi va lampali generator deb ataluvchi qurilmaning soddalashtirilgan sxemasi tasvirlangan. G'altak (L) va kondensator (S) tebranish konturini tashkil etadi. L g'altak L' g'altak bilan induktiv bog'lanishga ega. Shuning uchun LC konturidagi tebranishlar lampaning to'rida o'zgaruvchan E.Yu.K.ni vujudga keltiradi. Bunga mos ravishda anod toki o'zgaradi. Lampaning anod zanjiridagi tokning o'zgarishi LC konturidagi elektromagnit tebranishlariga monand ravishda sodir bo'layotganligi uchun, konturdagi tebranishlar vaqtida energiya kamayishi anod batareyasini energiyasini sarflash hisobiga avtomatik ravishda kompensatsiyalab turiladi. Shu yo'sinda LC konturida so'nmas elektromagnit tebranishlar hosil qilish mumkin.

2. Angarmonik tebranishlar. Chiziqli bo'lmagan ostsillyator. Chiziqsiz elementga ega bo'lgan fizik tizimlar. Avtotebranishlar. Tebranishlarning o'z-o'zidan paydo bo'lish sharti.

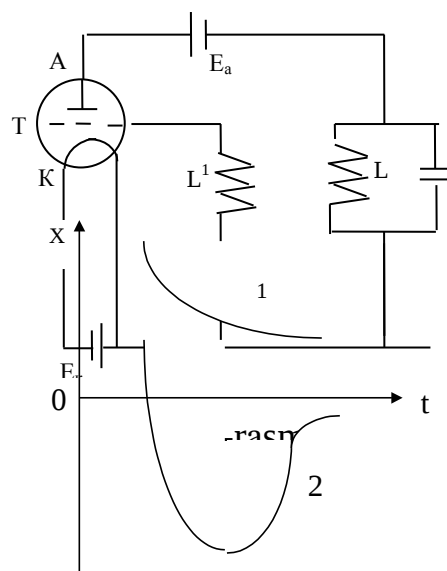
Bir yo'nalishda sodir bo'layotgan ikki garmonik tebranishlarning amplitudalari teng ($A_1=A_2$) chastotalari esa bir-biridan kam farqlansin, ya'ni $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$ bo'lsin. Bu ikki garmonik tebranishlarning natijaviy tebranishining vujudga kelish manzarasini quyidagicha tasavvur qilish mumkin: amplitudalari teng, chastotalari esa deyari bir xil bo'lgan bir yo'nalishdagi ikki tebranishning fazalari kuzatish boshlangan paytda bir-biriga mos bo'lsin.

Bu onda natijaviy tebranish amplitudasi $A=2A_1$ bo'ladi. Lekin vaqt o'tgan sari qo'shiluvchi tebranishlar fazalarining farqi kattalashib boradi va biror vaqt (t_0) dan so'ng uning qiymati π ga etadi. Bu lahzada qo'shiluvchi tebranishlar bir-birini so'ndiradi, shuning uchun natijaviy tebranish amplitudasi nolga teng bo'ladi. Shundan so'ng fazalar farqi yanada kattalashib biror t_2 vaqtda 2π ga etadi va natijaviy tebranish amplitudasi $2A_1$ ga teng bo'ladi. Shu tariqa natijaviy tebranish amplitudasi qiymatining o'zgarishi davriy ravishda takrorlanaveradi. Bu tebranish amplitudasi tebranayotgan nuqtaga davriy ravishda tepki berib turilgandek o'zgaryapti. Shuning uchun uni tepkili tebranish (titrash) deyiladi. Tepkili tebranishning amplitudasi

$$A=2A_1\cos\Delta\omega/2t \quad (16.17)$$

qonuniyat bo'yicha o'zgaradi.

Agar $\beta = \omega_0$ yoki $\beta > \omega_0$ bo'lsa, moddiy nuqtaning harakatida tebranma harakatlarga oid alomatlar yo'qoladi, u muvozanat vaziyati tomon tebranmay qaytadi. Baozi xollarda moddiy nuqtaning muvozanat vaziyatiga qaytish grafigi 16.5-rasmda tasvirlangan 1 egri chiziqqa mos keladi. Agar moddiy nuqtaning tezligi muvozanat vaziyatidan o'tib ketishiga etarli bo'lsa, u teskari tomonga biroz chetlashadi, so'ng muvozanat vaziyatiga qaytadi (16.5-rasm 2-chiziq).



16.5-rasm

Nodavriy protsess deb ataladigan bunday harakatlarda muvozanat vaziyatidan chetga siljirilgan sistema potentsial energiyasini muhit bilan ishqalanish jarayonida sarflaydi, shuning uchun u tebranmasdan muvozanat vaziyatiga qaytadi.

Texnikada so'nmas tebranishlarning yana bir turi keng tarqalgan. Avtotebranishlar deb atalgan bu tebranishlar majburiy tebranishlardan shu bilan farq qiladiki, ularda tebranishlar energiyasining isrofi doimiy energiya manbai hisobiga to'ldirib turiladi, bu energiya manbalari tebranishlar davriga nisbatan juda qisqa vaqt oraliklarida ishlatiladi. Shu bilan birga, bu energiya manbaini kerakli paytlardagina (har bir tebranish

davrining boshida) sistemaning o'zi avtomatik ravishda "ishga tushirib" turadi. Soat mayatnigi avtotebranuvchi sistemaga misol bo'la oladi. Bu erda ko'tarib qo'yilgan yukning yoki deformatsiyalangan prujinaning potentsial energiyasi anker mexanizm yordamida harakatga keltiriladi (ishga tushiriladi). Boshqa misol sifatida elektron lampali

berk konturni (16.4-rasm) keltirish mumkin. Shuningdek ichdan yonar dvigatellar par trubinalar, musiqa asboblari, inson yuragi va o'pkasi ham misol bo'la oladi.

Rezonans hodisasi har qanday tabiatli (mexanik, elektr) tebratinshlarida ham bo'ladi. Bu hodisadan akustikada tovushni kuchaytirishda, radiotexnikada elektr tebranishlarni kuchaytirishda va boshqa sohalarda keng qo'llaniladi.

Baozi xollarda rezonans zararli ta'sir ko'rsatadi. Rezonans tufayli konstruksiyalar (ko'priklar, tayanchlar, binolar va ularga o'rnatilgan mexanizmlarning ishlashi (stanoklar, matorlar, mexanizmlar-ning ishlashi) natijasida kuchli titrashi mumkin. Shuning uchun inshootlarni hisoblashda mexanizmlarning tebranish chastotalari bilan konstruksiyalarning xusuiy tebranish chastotalarini orasida katta farq bo'lishini ta'minlash kerak.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Qanday tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi
2. Rezonans xodisasini tushuntiring.
3. Majburiy tebranish tenglamasini yozing va tushuntiring.
4. Kuchlanish va tok rezonansi xodisasini tushuntiring.
5. Avtotebranishlarni xosil bo'lishini tushuntiring.
6. Qanday jarayonlar nodavriy jarayon deyiladi q

ADABIYOTLAR

1. Savel'ev I.V. Kurs obshey fiziki. T.2. M., Nauka. 1989 g.
2. Detlaf A.A, Yavorskiy B.M. Kurs fiziki. M., Vqsshaya shkola. 1989g
3. Trofimova T.I. Kurs fiziki. Vishaya shkola. 1990 g.
4. Axmadjonov O.I. Fizika kursi. 2.q.T. O'qituvchi. 1992 y.
5. A.Qosimov va boshqalar. Fizika kursi. Iq. T. "O'qituvchi". 1994y.

17-MA'RUZA. TO'LQIN JARAYONLAR.

Reja:

1. Yassi sinusoidal to'lqin. YUgiruvchi va turg'un to'lqinlar. Faza tezligi. To'lqin uzunligi. To'lqin soni. Dopler effekti.
2. Skalyar va vektor to'lqinlar. Qutblanish. Kogerentlik. Monoxramatik to'lqinlar interferentsiyasi. Kvazimonoxramatik to'lqinlar.

Tayanch so'z va iboralar: *to'lqin, nur, to'lqin fronti, sferik to'lqinlar, yassi to'lqin, ko'ndalang to'lqin, yugiruvchi to'lqin, turg'un to'lqin, to'lqin tenglamasi, to'lqin uzunlik, to'lqinning davri, to'lqin soni, sinusoidal to'lqin, yugiruvchi to'lqin tenglamasi, faza va grupp tezligi, Dopler effekti, kogerentlik, to'lqin interferentsiyasi.*

1. Yassi sinusoidal to'lqin. Yugiruvchi va turg'un to'lqinlar. Faza tezligi.

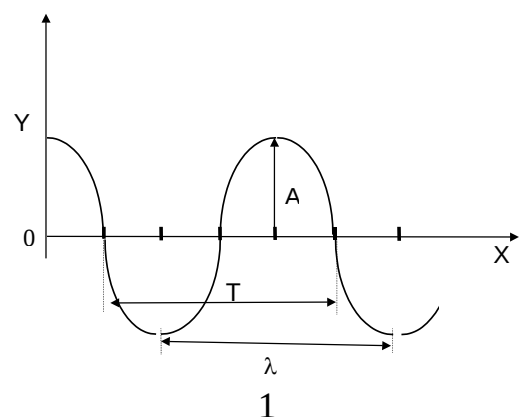
To'lqin uzunligi. To'lqin soni. Dopler effekti.

To'lqinlar bilan tanishishni kundalik turmushimizda ko'p kuzatgan hodisadan boshlaylik. Suvga biror jism tashlasak, uning sirti bo'ylab, to'lqinlar tarqaladi. To'lqin navbatlashgan aylanasiimon do'ngliklardan va chuqurliklardan iborat. Suv sirtining biror

ondagi manzarasiga eotibor bersak undagi aylanasiimon do'ngliklar va chuqurliklarning markazi tosh tushgan nuqta ekanligini aniqlaymiz. biror muddat to'qinning tarqalish jarayonini kuzatsangiz do'nglik va chuqurlik aylanalarining radiuslari kattalashib boraveradi. Shunisi qiziqki, kuzatuvchi tasavvurida to'lqin tarqalishi tufayli suv zarralari tosh tushgan nuqtadan uzoqlashayotgandek, yaoni qirg'oq tomonga ko'chayayotgandek tuyuladi. Aslida suv zarralari ko'chmaydi, balki tebranish etib kelgan zarralar o'zlarining muvozanat vaziyatlari atrofida tebranma harakat qiladilar. Kuzatishlarning ko'rsatishicha, suv sirtining biror nuqtasiga kiritilgan po'kak to'lqin bilan birgalikda qirg'oq tomon harakatalanmaydi, balki o'zi joylashgan sohadagi, suv zarralari bilan birgalikda navbatma-navbat goh pastga goh yuqoriga siljiydi, ya'ni tebranadi.

Har qanday muxitda to'lqinlarni uyg'otish uchun tebranuvchi manba bo'lishi lozim. Bu manba o'zi joylashgan sohadagi muxit zarralarini tebratadi. Muhitning tebranayotgan har bir zarrasi o'ziga qo'shni bo'lgan zarraga, u esa qo'shni boshqa zarralarga majbur etuvchi (elastik) kuch bilan ta'sir etadi. Biror vaqtdan keyin tebranish butun muhitga tarqaladi. Tebranishlarning muhitga tarqalish jarayoni to'qin deyiladi. To'lqining tarqalish yo'nalishi nur deb, ixtiyoriy t vaqtda tebranishlar etib kelgan muhit zarralarining geometrik o'rinlari esa to'lqin fronti deb ataladi. To'lqin frontining shakli muhit xossalari, tebranish manbasining shakli va o'lchamlariga bog'liq. Bir jinsli va izotrop muhitda joylashgan nuqtaviy tebranish manбайдan tarqalayotgan to'lqinlarning fronti sferik shaklda bo'ladi. Shuning uchun bunday to'lqinlarni sferik to'lqinlar deyiladi. Agar tebranish manbai tekislik shakliga ega bo'lsa, manbaga yaqin sohalardagi to'lqin fronti ham tekislikdan iborat bo'ladi. Bunday to'lqinlarni yassi to'lqinlar deyiladi. Ikkala xolda ham nur to'g'ri chiziq bo'lib, u to'lqin frontiga perpendikulyar bo'ladi. Agar muhit zarralari nurga perpendikulyar ravishda tebranayotgan bo'lsa, bunday to'lqinni ko'ndalang to'lqin deb, muhit zarralari nurga parallel ravishda tebranayotgan to'lqin bo'ylama to'lqin deyiladi.

Ko'ndalang to'lqinlarni tarqalishi jarayonida muhit qatlamlarining bir-biriga nisbatan siljishi, yaoni siljish deformatsiyasi sodir bo'ladi. Qatlamlarning nisbiy siljishiga qarshilik ko'rsatadigan elastik kuchlar (bu kuchlar tufayli muhit zarralari tebranadi) faqat qattiq jismlarda vujudga keladi, chunki qattiq jismlar o'z shaklini saqlashga intiladi. suyuqlik va gazsimon muhitlarda esa siljish deformatsiyasi sodir bo'lmaydi. Shu sababli suyuqlik va gazlarda ko'ndalang to'lqin vujudga kelmaydi.



17.1-rasm

Bo'ylama to'lqinlarning tarqalish jarayonida muhit zarralri nur yo'nalishda va unga teskari yo'nalishda siljiydi. Muhit zarralri zichlashadi va siyraklashadi. Zichlashishlar vujudga kelgan sohada hajm torayadi, siyraklanishlar vujudga kelgan sohada esa hajm kengayadi. Hajmning o'zgarishiga qarshilik ko'rsatadigan elastik kuchlar qattiq jismlarda ham, suyuqlik va gazlarda ham vujudga keladi. Shuning uchun bo'ylama to'lqinlar qattiq, suyuq va gaz xoldagi

muhitlarda sodir bo'ladi.

Faraz qilaylik, cheksiz muhitning biror nuqtasida tebranuvchi sistema joylashgan bo'lsin. U holda sistema o'ziga bevosita tegib turgan zarralarga, ular esa o'zlariga qo'shni bo'lgan zarralarga tebranish uzatadi. Bu jarayonda to'lqin xuddi o'zini vujudga keltirgan

manbadan “yugurib qochayotgandek” tuyuladi. Shuning uchun uni “yuguruvchi to‘lqin” deyiladi. Yuguruvchi to‘lqin tenglamasini yozish muhitning ixtiyoriy zarrasi uchun siljishning vaqtga bog‘liq ravishda o‘zgarishini ifodalovchi munosabatni aniqlash demakdir.

Buni xususiy hol, ya’ni bir jinsli va izotrop muhitda tarqalayotgan ko‘ndalang to‘lqinlar uchungina bajaramiz. Muhitning 0 nuqtasiga joylashtirilgan tebranishlar manbai $t=0$ vaqtdan boshlab $y=A \cos \omega t$ qonun bo‘yicha garmonik tebranma harakat qilayotgan bo‘lsin. Manbaning bu harakati tufayli muhit zarralari ham A amplituda va ω chastota bilan tebranadi.

Manbadan X masofada joylashgan zarra 0 manbaga bevosita qo‘shni bo‘lgan zarraga nisbatan $\tau = \frac{X}{U}$ vaqt qadar kechroq tebrana boshlaydi. (U - to‘lqinning muhitda tarqalish tezligi). Shuning uchun 0 nuqtadan X masofa uzoqlikdagi zarraning ixtiyoriy t vaqtdagi siljishi manbaga tegib turgan zarraning $t-\tau$ vaqtdagi siljishiga teng bo‘ladi, ya’ni

$$Y = A \cos \omega t \left(t - \frac{X}{U} \right) \quad (17.1)$$

Bu ifoda yuguruvchi to‘lqin tenglamasi deyiladi. rasm-17.1dan ko‘rinishicha, to‘lqin grafigi sinusoidadan iborat. Bunday to‘lqinni garmonik to‘lqin yoki sinusoidal to‘lqin deyiladi.

Siljish maksimal qiymatga ($y=+A$) erishgan nuqtalarni to‘lqin do‘ngliklari deb, minimal qiymatga ($y=-A$) erishgan nuqtalarni esa to‘lqin chuqurliklari deyiladi. Ikki qo‘shni chuqurlik (yoki do‘nglik) orasidagi masofa to‘lqin uzunligi (λ) deyiladi. To‘lqin uzunligini bir xil fazada tebranayotgan ikkita ya’ni yaqin nuqtalar orasidagi masofa deyish ham mumkin.

Demak, bitta davr (T) vaqt davomida U tezlik bilan taqalayotgan to‘lqin bosib o‘tgan masofa mazkur to‘lqin uzunligidir:

$$\lambda = UT \quad (17.2)$$

Bu ifoda yordamida (1) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$y = A \cos \left(\omega t - \omega \frac{X}{U} \right) = A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{T} \frac{X}{U} \right) = A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} X \right)$$

Bu tenglamadagi $\frac{2\pi}{\lambda}$ ni, K harfi bilan belgylanadi va to‘lqin son deb ataladi. U 2π metr uzunlikdagi kesmada joylashadigan to‘lqin uzunliklarining sonini ifodalaydi. Natijada yuguruvchi to‘lqin tenglamasi

$$y = A \cos(\omega t - KX) \text{ va } y = A \cos(\omega t + KX) \quad (17.3)$$

ko‘rinishga keladi. Ikkinchi tenglama qarama-qarshi yo‘nalishda tarqalayotgan yassi to‘lqin uchun o‘rinli.

Agar muhitda taraqalayotgan to‘lqin sferik bo‘lsa, sferik yuguruvchi to‘lqin tenglamasi

$$y = \frac{A}{X} \cos(\omega t - KX) \quad (17.4)$$

ko‘rinishda yoziladi.

To‘lqinlarning muhitda tarqalishining differentsial tenglamasi quyidagi ko‘rinishda yoziladi.

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{1}{U^2} \frac{d^2 y}{dt^2} \quad (17.5)$$

To‘lqin tenglama deb yuritiladigan bu (17.5) differentsial tenglama umumiy xoldagi to‘lqin jarayoni tarqalishini ifodalaydi.

Yassi to‘lqin biror t vaqtdan so‘ng tebranish manbaidan x masofa uzoqlikka etib keladi. Bu vaqtdagi to‘lqin fronti yassi tekislikdan iborat bo‘lib, bu tekislikning barcha nuqtalari bir xil fazada tebranadi. Shu sababli to‘lqin frontini bir xil fazalar tekisligi deyish mumkin. Bunda (17.1) tenglamadagi

$\omega(t - \frac{x}{U}) = \text{const}$ bo‘ladi. ω doimiy kattalik bo‘lganligi uchun

$$t - \frac{x}{U} = \text{const} \quad (17.6)$$

ko‘rinishda yozamiz. Vaqt o‘tishi bilan bir xil fazalar tekisligining koordinatasi o‘zgaradi. Bu harakat tezligini topish uchun (17.6) ni differentsiallaymiz:

$$dt - (1/U) dx = 0$$

Bunda

$$d = dx/dt \quad (17.7)$$

Demak, to‘lqinning tarqalish tezligi fazaning ko‘chish tezligini bildiradi. Shuning uchun (17.7) ni fazaviy tezlik deyiladi.

To‘lqinlarning fazaviy tezligi to‘lqin parametrlariga emas, balki muhit xossalriga bog‘liq bo‘ladi, ya’ni chastotalari turlicha bo‘lgan to‘lqinlar muayyan muhitda bir xil fazaviy tezlik bilan tarqaladi. Lekin shunday to‘lqinlar ham bo‘ladiki (sirt to‘lqinlar) ularning fazaviy tezliklari chastotaga bog‘liq bo‘ladi. To‘lqinlarning fazaviy tezligini chastotasiga bog‘liqligi to‘lqinlar dispersiyasi deyiladi.

Turli chastotali to‘lqinlar yig‘indisini to‘lqinlar gruppasi yoki to‘lqin “paket” deyiladi. Paketning tezligi uning tarkibidagi to‘lqinlarning birortasini ham tezligiga mos kelmaydi. Bunday hollarda to‘lqinlar gruppasi maksimumining ko‘chish tezligi tushunchasidan foydalaniladi va uni gruppaviy tezlik deyiladi.

To‘lqin uzunliklari λ dan $\lambda + d\lambda$ gacha bo‘lgan to‘lqin paketining gruppaviy tezligi

$$U_2 = U - \lambda \frac{dU}{d\lambda} \quad (17.8)$$

munosabat bilan aniqlanadi.

$\frac{dU}{d\lambda} > 0$ bo‘lganda, gruppaviy tezlik fazaviy tezlikdan kichik bo‘ladi. Bunday xollarni normal dispersiya deyiladi.

$\frac{dU}{d\lambda} < 0$ bo‘lgan holda, gruppaviy tezlik fazaviy tezlikdan katta bo‘ladi. Bunday xollarni anomal dispersiya deyiladi.

$\frac{dU}{d\lambda} = 0$ bo‘lgan holda esa dispersiya kuzatilmaydi, ya’ni gruppaviy tezlik fazaviy tezlikka teng bo‘ladi.

2. Skalyar va vektor to‘lqinlar. Qutblanish. Kogerentlik. Monoxramatik to‘lqinlar interferentsiyasi. Kvazimonoxramatik to‘lqinlar.

Agar muhitda bir nechta tebranish manbalari bo‘lsa, ulardan chiqqan to‘lqinlar bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan holda tarqaladi va o‘zaro kesishgandan keyin bu kesishish haqida xech qanday iz qoldirmay yoyilib ketadi. Bu xodisa superpozitsiya printsipli deyiladi. Qo‘shilish natijasi uchrashayotgan to‘lqinlarning fazalari, davrlari va amplitudalariga bog‘liq bo‘ladi.

Chastotalari bir xil va fazalar farqi o‘zgarmas bo‘lgan ikki to‘lqin tufayli vujudga keladigan manzara etiborga loyiq. Bunday to‘lqinlarni kogorent to‘lqinlar, manbalarni esa kogorent manbalar deyiladi. Kogorent to‘lqinlarning qo‘shilishidan, ularning bir-birini kuchaytirishi yoki zaiflashtirish xodisasi to‘lqinlar interferentsiyasi deyiladi.

Amplitudalari va chastotalari bir xil bo‘lgan ikki yassi to‘lqin bir-biriga qarab harakatlanganda uchrashib, qo‘shilishdan turg‘un to‘lqin vujudga keladi. Bu to‘lqinlarni tenglamalarini yozaylik:

$$\begin{aligned}u_1 &= A \cos \omega \left(t - \frac{X}{U} \right) \\u_2 &= A \cos \omega \left(t + \frac{X}{U} \right)\end{aligned}\quad (17.9)$$

Ularni qo‘shib, kosinuslar teoremasi asosida o‘zgartiramiz:

$$u = u_1 + u_2 = A \left[\cos \omega \left(t - \frac{X}{U} \right) + \cos \omega \left(t + \frac{X}{U} \right) \right] = 2A \cos \omega \frac{X}{U} \cdot \cos \omega t;$$

$\omega = 2\pi/T$; $UT = \lambda$ ekanligini hisobga olib, yuqoridagi ifodani quyidagicha yozamiz:

$$u = 2A \cos 2\pi \frac{X}{\lambda} \cos \omega t. \quad (17.10)$$

(17.10) turg‘un to‘lqin tenglamasidir.

Demak, turg‘un to‘lqin chastotasi uchrashayotgan to‘lqinlar chastotasiga teng. Amplitudasi esa

$$2A \cos 2\pi \frac{X}{\lambda} \quad (17.11)$$

vaqtga bog‘liq emas, biroq muhit zarralarining vaziyatini ifodalovchi X koordinataga bog‘liq.

a) $\left| \cos 2\pi \frac{X}{\lambda} \right| = 1$ bo‘lgan nuqtalarda turg‘un to‘lqin amplitudasi maksimal qiymatga

($2A$) teng bo‘ladi. Bu nuqtalar do‘ngliklar deyiladi. Do‘ngliklar $2\pi \frac{X}{\lambda} = \pm n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) shart bajarilgan nuqtalarda hosil bo‘ladi. Bundan do‘ngliklarni koordinatalari uchun

$$X = \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (17.12)$$

ifodani hosil qilamiz. Ikki qo‘shni do‘nglikni orasidagi masofani topamiz:

$$X_{n+1} - X_n = (n+1) \frac{\lambda}{2} - n \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}$$

b) $\cos 2\pi \frac{X}{\lambda} = 0$ bo'lgan nuqtalarda, turg'un to'lqinning amplitudasi ham nolga teng.

Bu nuqtalarni tugunlar deyiladi. Demak, tugunlar

$2\pi \frac{X}{\lambda} = t(2n+1) \pi/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) shart bajarilgan nuqtalarda hosil bo'ladi. Bunday tugunlarning koordinatalari

$$X = \pm(2n \pm 1)\lambda/4 \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (17.13)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Ikki qo'shni tugun orasidagi masofa

$X_{n+1} - X_n = [2(n+1)] \frac{\lambda}{4} - (2n+1) \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$ ga teng. Ixtiyoriy tugundan eng yaqin do'nglikkacha bo'lgan masofa

$$(2n+1) \lambda/4 - n \lambda/4 = \lambda/4 \quad (17.14)$$

Do'ngliklar va tugunlar bir-biridan to'lqinning chorak uzunligi qadar masofada joylashgan bo'ladi.

Yuguruvchi to'lqindan farqli ravishda turg'un to'lqinning energiya oqimi nolga teng. Buning sababi shundaki, turg'un to'lqinni vujudga keltirayotgan qo'shiluvchi to'lqinlar - tushayotgan va qaytayotgan to'lqinlar qarama-qarshi yo'nalishlarda teng miqdordagi energiyani ko'chiradi. Turg'un to'lqinning tugun nuqtalar oraligidagi to'liq energiyasi o'zgarmaydi. Faqat kinetik energiyaning potentsial energiyaga, potentsial energiyani esa, kinetik energiyaga aylanishlari sodir bo'ladi.

Biror asbob tebranishlarni qabul qilnayotgan bo'lsa; vaqt birligida asbob qabul qilgan tebranishlar sonini U' orqali belgilaymiz. Asbob va manbaning tebranishlar tarqalayotgan muhitga nisbatan harakatining turli hollari uchun U' va U orasidagi bog'lanishni tekshiraylik. Soddalik uchun, bu harakatlar manba bilan asbobni tutashtiruvchi to'g'ri chiziqli bo'yicha bo'layapti, deb faraz qilamiz.

Agar manba asbobga yaqinlashayotgan bo'lsa, uning muhitga nisbatan ϑ tezligini musbat, agar manba asbobdan uzoqlashayotgan bo'lsa manfiy deb hisoblaymiz.

1. Qayd qiluvchi asbob va manba muhitga nisbatan harakat qilmaydi, $U=0$ $\vartheta=0$; to'lqin birlik vaqt ichida V tezlik bilan λ masofani bosib o'tganligidan, asbob qabul qilgan tebranishlar soni

$Y' = \frac{Y}{\lambda} = \frac{Y}{VT} = \frac{1}{T} = \gamma$ ga teng bo'ladi, ya'ni birlik vaqt ichida asbob qabul qilgan tebranishlar soni birlik vaqt ichida manba chiqargan tebranishlar soniga teng.

2. Qayd qiluvchi asbob muhitga nisbatan ϑ tezlik bilan harakatlanadi; manba qo'zg'almas ($U=0$), $\vartheta>0$ bu holda, asbob to'lqinlarga qarshi harakatlanayotganligi sababli, to'lqinning natijali tezligi $V+\vartheta$ ga teng.

Asbobdan vaqt birligi ichida o'tgan to'lqinlar soni: $\gamma' = \frac{V+\vartheta}{\lambda} = \frac{V+\vartheta}{VT}$; $\frac{1}{T} = Y$ bo'lganligi uchun:

$$\gamma' = \left(1 + \frac{\vartheta}{V}\right) \gamma \quad (17.15)$$

ya'ni asbob qabul qilgan to'lqinlar soni manba chiqargan to'lqinlar sonidan $\left(1 + \frac{\vartheta}{V}\right)$ marta katta.

Asbob yoki manba muhitga nisbatan harakatlanganda, asbob qayd qilgan tebranishlar sonining (chastotasini) o'zgarishi Dopler effekti deyiladi.

3. Manba muhitga nisbatan U tezlik bilan harakatlanadi; qayd qiluvchi asbob qo'zg'almas $\vartheta=0$.

Tebranishlarning tarqalish tezligi faqat muhitning xossalarigagina bog'liq bo'lganidan, manbaning muhitga nisbatan harakat qilish- qilmastligidan qat'iy nazar, bir davrda tebranish oldinga qarab to'liq uzunligi λ qadar masofaga tarqaladi; lekin shu vaqt ichida manba to'liq yo'nalishda UT masofani bosib o'tadi, natijada to'liq uzunligi quyidagiga teng bo'lib qoladi:

$$\lambda' = \lambda - UT = VT - UT = (V - U)T.$$

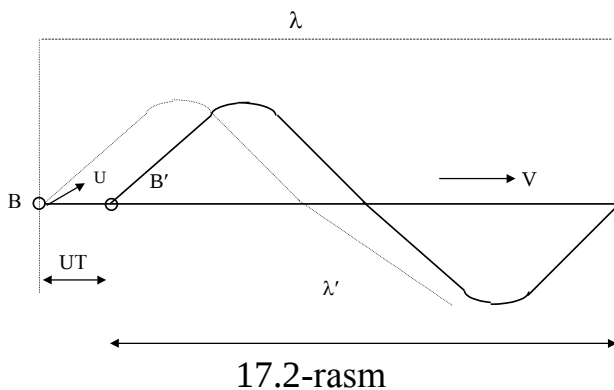
To'liq uzunligi qisqargani sababli, asbob qabul qilgan tebranish soni (chastotasi) ortadi va quyidagiga teng bo'ladi;

$$\gamma' = \frac{V}{\lambda'} = \frac{V}{(V - U)T} \quad \text{yoki} \quad \gamma' = \frac{V}{V - U} \cdot \gamma \quad (17.16)$$

Ya'ni asbobning birlik vaqt ichida qabul qilgan tebranishlar soni $\frac{V}{V - U}$ nisbatda ortadi.

Agar manba asbobdan uzoqlashayotgan bo'lsa ($U < 0$), to'liq uzunligi $\Delta\lambda = UT$ qadar kattalashadi, asbob qabul qilgan tebranishlar soni kamayadi: $\gamma' < \gamma$.

4. Qayd qiluvchi asbob va manba bir vaqtda to'liq tarqalayotgan muhitga nisbatan harakat qiladi. ($U \neq 0$; $\vartheta \neq 0$).



17.2-rasm

2 va 3 holatlarni hisobga olib, asbob qabul qilgan tebranishlar soni (chastotasi) quyidagiga teng deb yoza olamiz:

$$\gamma' = \frac{V + \vartheta}{\lambda - UT} = \frac{V + \vartheta}{V - U} \cdot \gamma \quad (17.17)$$

Shunday qilib, γ' asbobning muhitga nisbatan tezligi ϑ ga va manbaning muhitga nisbatan tezligi U ga turlicha bog'langan bo'ladi.

Manbaning yoki qayd qiluvchi asbobning harakatiga bog'liq ravishda tebranishlar sonining o'zgarishini tovush qabul qilishda sezish oson. Tovush tebranishlarning chastotasi tovush sonini aniqlaydi: birlik vaqt ichidagi tebranishlar soni qancha ko'p bo'lsa, tovush soni shuncha baland bo'ladi. Paravoz qichqirib kuzatuvchiga katta tezlik bilan yaqinlashib kelayotganda, shu narsani ravshan etish mumkinki, paravoz kuzatuvchi oldidan o'tib, undan uzoqlashayotganda paravoz tovushining balandligi o'zgaradi.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Qanday xodisaga to'liq deyiladi.
2. Yuguruvchi to'liq tenglamasini yozing va tushuntiring.
3. Turg'un to'liq qanday hosil bo'ladi.
4. To'liqning fazoviy va gruppaviy tezligi deganda nimani tushunasiz
5. To'liq uzunlik nima.
6. Qanday xodisaga Dopler effekti deyiladi.

7. Qanday to‘lqinlar Kogerent to‘lqin deyiladi.
8. Qanday xodisaga to‘lqinlar interferentsiyasi deyiladi.

ADABIYOTLAR

1. Savelg‘ev I.V. Kurs obo‘ey fiziki T.1,2, “ Nauka”. 1998 g.
2. Trofimova T.I. Kurs fiziki M. “Vqsshaya shkola”. 1989 g.
3. Axmadjonov O. Fizika kursi 2 k.T. “O‘qituvchi”. 1988 y
4. Qosimov A. va boshqalar. Fizika kursi, T. “O‘qituvchi”. 1994 y.

18-MA’RUZA. TO‘LQINLAR DIFRAKTSIYASI.

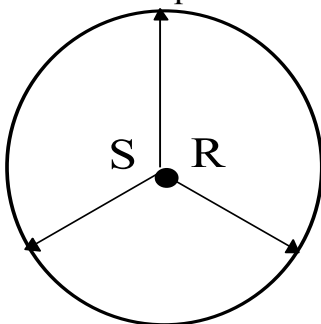
Reja:

1. Bir o‘lchamli to‘lqin tenglama. Qattiq jismda bo‘ylama to‘lqin. Energetik munosabatlar. Umov vektori. Gaz va suyuqliklarda elastik to‘lqinlar.
2. Ikki muhit chegarasidan tovushining o‘tishi. Zarbali to‘lqinlar.
3. Elektromagnit to‘lqinlar, ularni hosil qilish va xossalari.

Tayanch so‘z va iboralar: *to‘lqin, to‘lqin fronti, bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqin, bir o‘lchamli to‘lqin tenglamasi, Gyugens-Frenel printsiipi, to‘lqin energiyasi va energiya zichligi, Umov vektori, tovush tezligi, elektromagnit to‘lqin, fazoviy tezlik.*

1. Bir o‘lchamli to‘lqin tenglama. Qattiq jismda bo‘ylama to‘lqin. Energetik munosabatlar. Umov vektori. Gaz va suyuqliklarda elastik to‘lqinlar.

Shu vaqtgacha biz o‘tgan mavzularda to‘lqinlarning ma‘lum bir yo‘nalishda (chiziq bo‘ylab) harakatini o‘rgandik. Masalan sterjenlarda, havo ustunlarida, volnovodlarda va shunga o‘hshash joylarda shunday bo‘ladi. Umuman esa tutash muhitda bo‘lgan tebranishlar manbaidan to‘lqinlar hamma yo‘nalishlar bo‘ylab tarqaladi. Ayni shu tebranish manbaidan to‘lqinlar bir vaqtda etib boradigan sirt to‘lqin fronti deyiladi. To‘lqin frontining shakli tebranishlar manbaining shakli va muhit xossalariga bog‘liq bo‘ladi. Tebranishlar manbai S nuqtaviy bo‘lsa, deyarli bir jinsli muhitda to‘lqin fronti sfera shaklida bo‘ladi; bu sferaning R radiusi bo‘lgan nurlar to‘lqin frontiga perpendikulyardir. Ma‘lumki $R = \vartheta t$, bu erda ϑ -to‘lqining tezligi, t - uning tarqalish vaqti. Sferik front hosil qiluvchi to‘lqinlar sferik to‘lqinlar deyiladi.



18.1-rasm

Sferik to‘lqin fronti shu bilan birga (izotrop muhitda) faza sirti yoki to‘lqin sirti ham bo‘ladi, ya‘ni barcha nuqtalari bir xil fazada tebranuvchi sirt bo‘ladi.

Agar to‘lqin fronti tekislikdan iborat bo‘lsa, bunday to‘lqin tekis (yassi) to‘lqin deyiladi. Bu holda nurlar o‘zaro parallel bo‘ladi.

Agar so‘nishni hisobga olinmasa, to‘lqin frontining tebranishlar manbaidan uzoqlashishi bilan yassi to‘lqinning intensivligi o‘zgarmaydi, chunki front maydoni (yuzi)

o‘zgarmasdan qoladi.

Sferik to‘lqinning intensivligi I esa boshqacha bo‘ladi. Vaqt birligi ichida to‘lqin frontining butun maydoni S bo‘ylab olib o‘tilgan W tebranish energiyasi energiyaning

saqlanish qonuniga muvofiq doimiy qoladi. Biroq front tebranishlar manbaidan uzoqlashgan sari S maydon masofa kvadratiga proporsional ravishda ortib boradi, chunki $S=4\pi u^2$. Shuning uchun

$$I = \frac{W}{S} = \frac{W}{4\pi y^2} \quad (18.1)$$

ya'ni sferik to'liqinning intensivligi frontning tebranishlar manbaidan uzoqligi kvadratiga (u^2) teskari proporsional ravishda o'zgaradi. To'liqinning intensivligi

$$I=\Omega\vartheta=1/2\rho\vartheta\omega^2A^2 \quad (18.2)$$

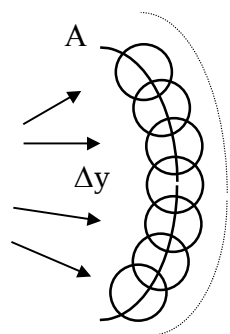
(ρ -muhit zichligi, ω -doiraviy chastota, A -to'liqin amplitudasi)ga asosan, to'liqinning intensivligi amplitudaning kvadratiga proporsional $I\sim A^2$, shuning uchun $A\sim 1/u$, ya'ni sferik to'liqinning amplitudasi to'liqin frontining tebranishlar manbaidan uzoqligiga teskari proporsional bo'ladi. U holda to'liqin tenglamasi

$$x=A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{y}{\lambda}\right) \quad (18.3)$$

formulada A ni A/u ga almashtirib, sferik to'liqinning quyidagi tenglamasini hosil qilamiz:

$$x=A/u \cdot \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{y}{\lambda}\right) \quad (18.4)$$

To'liqlarning tarqalishiga doir masalalarni echishda ko'pincha vaqtning berilgan boshlang'ich paytdagi to'liqin frontiga ko'ra vaqtning biror payti uchun to'liqin frontini yasashga to'g'ri keladi. Bu yasashni (1690 yili golland olimi) Gyugens printsipli deb ataladigan usul yordamida bajarish mumkin, uning mohiyati quyidagicha.



B

Deyarli bir jinsli muhitda tarqalayotgan to'liqin fronti vaqtning ayni shu paytda rasmdagi A holatda bo'lsin. Uning Δt sek dan keyingi vaziyatini topi sh talab qilinadi.

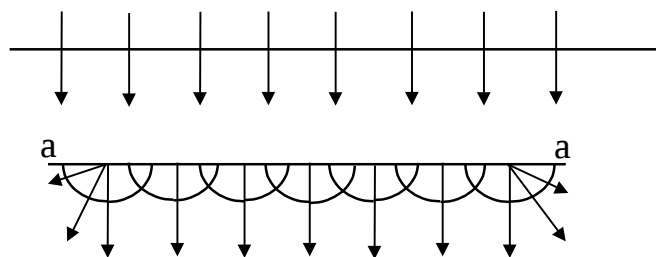
Gyugens printsipliga ko'ra, muhitning to'liqin etib borgan har bir nuqtasining o'zi ikkilamchi to'liqlarning manbai bo'lib qoladi. Bu ikkilamchi to'liqlarni yasash uchun dastlabki frontning har bir nuqtasi atrofida $\Delta u=\vartheta \Delta t$ radiusli sfera chizamiz, bu erda ϑ - to'liqinning

18.2-rasm

tezligi. Ikkilamchi to'liqlar dastlabki front harakatlanayotgan yo'nalishlardan boshqa barcha yo'nalishlarda so'nadi (bir-birini so'ndiradi). Tebranishlar ikkilamchi to'liqlarning tashqi o'rovchisidagina saqlanadi (V).

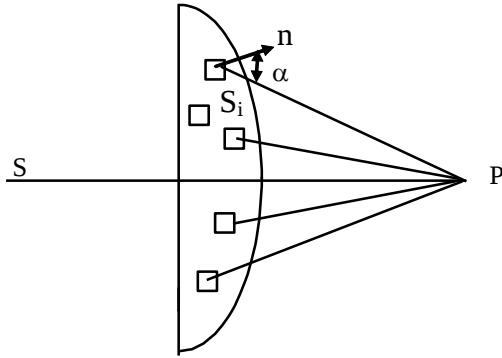
Misol sifatida Gyugens printsiplini qo'llashga yassi to'liqinning o'lchami to'liqin uzunligidan katta bo'lgan tirqishli to'siqqa tushishini keltirish mumkin (18.3-rasm). To'liqin fronti (aa) to'siqqa etib borganda, tirqishning nuqtalari ikkilamchi to'liqlarning manbalari bo'lib qoladi. Bu to'liqlarni yasab, hamda ularning o'rovchisini chizib, tirqishdan o'tgan to'liqinning frontini hosil qilamiz.

Bu front faqat o'rta qismlaridagina yassi bo'ladi; tirqish chegaralarida to'liqin fronti to'siq ortiga egiladi, bu hodisa to'liqlarning difraktsiyasi deyiladi.



18.3-rasm

Biroq difraktsiya hodisasini Gyugens printsipli asosida tushuntirib bo'lmaydi, chunki bu printsipl turli yo'nalishlarda tarqalayotgan to'lqinlarning amplitudasi haqida hech narsa demaydi, binobarin, to'lqin fronti bo'ylab intensivlikning taqsimlanishi javobsiz qoladi. Gyugens printsiplining bu kamchiligini 1815 yilda frantsuz fizigi Frenel bartaraf qildi. Frenel bu printsiplni ikkilamchi to'lqinlarning interferentsiyasi haqidagi qoida bilan to'ldirdi.



18.4-rasm

Frenel qoidasiga ko'ra, ixtiyoriy R nuqtaga birlamchi S manbadan kelayotgan to'lqinni biror F to'lqin frontining ko'plab ΔS_i elementar ikkilamchi manbalaridan kelayotgan ikkilamchi to'lqinlarning

interferentsiyasi deb qarash kerak. Bu holda R nuqtada to'lqinning intensivligi barcha ikkilamchi to'lqinlarni qo'shish bilan hosil qilinadi. Bu Gyugens-Frenel printsipli deb ataladi va to'lqinni tarqalishiga doir ko'p masalalarni echishda qulaylik yaratdi.

Bo'ylama to'lqinlarning tarqalish tezligi V, nazariyaning ko'rsatishicha, muhitning elastiklik koeffitsienti α va uning zichligi ρ dan olgan kvadrat ildizga teskari proporsionaldir:

$$V = \sqrt{\frac{1}{\alpha\rho}} \quad (18.5)$$

Bu munosabat taqriban quyidagi munosabatga teng:

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (18.6)$$

$\alpha = 1/E$ - silindrik hajm uchun elastiklik koeffitsenti; E - YUng moduli.

Demak, bo'ylama to'lqinlarning elastik muhitda tarqalish tezligi YUng modulining kvadrat ildiziga to'g'ri proporsional va muhit zichligining kvadrat ildiziga teskari proporsional ekan.

Shuningdek ko'ndalang to'lqinlarning elastik muhitda tarqalish tezligi quyidagi tenglama

$$V = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \quad (18.7)$$

bilan aniqlanadi, bunda N - siljish moduli.

U o'qi bo'ylab tarqalayotgan va

$$x = a \cos \omega \left(t - \frac{y}{g} \right) \quad (18.8)$$

tenglama bilan ifodalanuvchi to'lqinni ko'z oldiga keltiraylik.

Muhitning bu to'lqin tarqalayotgan bo'lagidagi energiya kinetik energiya E_k va potentsial energiya E_p dan iborat. Muhitning bu bo'lagining hajmi τ bo'lsin; uning massasini m va zarralar siljishining tezligini g bilan belgilaymiz; u holda kinetik energiya

$$E_k = \frac{1}{2} m g^2; \quad m = \rho \tau; \quad g = dx/dt = -a \omega \sin \omega \left(t - \frac{y}{g} \right)$$

bo'lgani uchun

$$E_k = \frac{1}{2} \rho \tau a^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{g} \right) \quad (18.9)$$

ko'rinishda yozamiz.

$\Delta L/L$ nisbiy deformatsiyaga ega bo'lgan qattiq jismning potentsial energiyasi,

$$E_p = \frac{1}{2} (ES/L) \Delta L^2$$

$\alpha = 1/E$ ni hisobga olib va tenglamani o'ng tomonini $\Delta L/L$ ga ko'paytirib

$E_p = 1/2 (1/\alpha)(\Delta L/L)^2 \cdot LS$ ifodani xosil qilamiz. Bu erdagi LS ko'paytma deformatsiyalanayotgan jismning hajmi τ ni ifodalaydi; $\Delta L/L$ nisbiy deformatsiyani dx/dy shaklda ifodalash mumkin: bunda dx bir-biridan dy masofadagi nuqtalar siljishlarining ayirmasi.

$$E_p = 1/2 (1/\alpha)(dx/dy)^2 \tau$$

(18.8) dan; $dx/dy = a\omega/V \sin \omega(t-y/V)$. ekanligini topib, potentsial energiyani quyidagicha yozamiz.

$$E_m = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha} \right) \frac{a^2 \omega^2 \tau}{V^2} \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{V} \right) \quad (18.10)$$

(18.9) va (18.10) ni qo'shib muhit hajmining τ bo'lagidagi to'la energiya E ni topamiz.

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha V^2} + \rho \right) a^2 \omega^2 \tau \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{V} \right). \quad (18.5)$$

tengmani hisobga olsak E ning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$E = \rho a^2 \omega^2 \tau \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{V} \right) \quad (18.11)$$

Demak to'lqin energiyasi tebranish amplitudasining kvadratiga, chastotasining kvadratiga va muhitning zichligiga proporsionaldir.

Energiya zichligi

$$\varepsilon = \frac{E}{\tau} \rho a^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{V} \right) \quad (18.12)$$

energiya zichligining o'rtacha qiymati:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2 \quad (18.13)$$

Tebranishlar tarqalayotgan yo'nalishga tik joylashgan sirt orqali o'tadigan o'rtacha energiya oqimi energiyaning o'rtacha zichligi bilan to'lqin tarqalish tezligining va sirt kattaligining ko'paytmasiga teng.

$$\bar{E} = \bar{\varepsilon} VS \quad (18.14)$$

Birlik yuzadan vaqt birligi ichida oqib o'tuvchi energiya miqdori $\bar{W}$ oqim zichligi deyiladi.

$$\bar{W} = \frac{\bar{E}}{S} = \bar{\varepsilon} V \quad (18.15)$$

Tezlik V vektor bo'lgani uchun, energiya oqim zichligini ham to'lqin tarqalayotgan tomonga yo'nalgan vektor deb qarash mumkin. Bunday vektorni birinchi bo'lib, Moskva universitetining professori N.A.Umov kiritgan va u Umov vektori deyiladi.

Agar nuqtaviy manbadan tarqalayotgan sferik to‘lqinga ega bo‘lsak, bu holda energiya oqimining o‘rtacha zichligi manbagacha bo‘lgan masofaning kvadratiga (R) teskari proportsional bo‘ladi.

$$\overline{W} = \square$$

Tovush to‘lqinlari tarqaladigan asosiy muhit havo bo‘lgani uchun, elastik to‘lqinlarning gazda tarqalish tezligi masalasini qaraymiz.

Tovush tebranishlari gazning siqilish va siyraklanishlarini adiabatik protsesslar deb hisoblash mumkin bo‘ladigan darajada tez yuz beradi, shuning uchun gaz xolatining o‘zgarishi Puasson formulasini qanoatlantiradi. $\rho V^\gamma = \text{const.}$ $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ - gazning o‘zgarmas hajmdagi (S_v) va o‘zgarmas bosimdagi (S_p) issiqlik sig‘imlarining nisbati.

$E = \gamma r$ - gazlar uchun yung moduli (r-gaz bosimi). Gazning zichligi $\rho = \frac{p\mu}{RT}$ (R-gaz doimiysi) Bularni hisobga olsak, (18.6) formula quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} \quad (18.16)$$

Demak, berilgan gazda tovush to‘lqinlarining tarqalish tezligi apsalyut temperatura T ning kvadrat ildiziga to‘g‘ri proportsional va gaz bosimi r ga bog‘liq emas.

2. Ikki muhit chegarasidan tovushining o‘tishi. Zarbali to‘lqinlar.

Tovush to‘lqinlarining atmosferada tarqalishida atmosferaning bir jinsli emasligi katta rol o‘ynaydi. Tovushning tezligi havoning namlik darajasiga ham bog‘liqdir, shamol ham ta’sir qiladi. Ikki muhitda ikki xil tezlik bilan tarqalayotgan to‘lqinlar bu ikki muhitning chegarasidan qaytadi. Tovush to‘lqinlarining ikki muhit chegarasiga tushish burchagi (α), muhit chegarasidan qaytish burchagi (β) ga teng $\alpha = \beta$.

Tovush to‘lqinlari ikki muhit chegarasiga etganda, qisman ikkinchi muhitga kirib, unda tarqalishni davom ettiradi va tebranish energiyasining boshqa tur energiyalarga aylanib ketishi sababli, asta-sekin zaiflashadi.

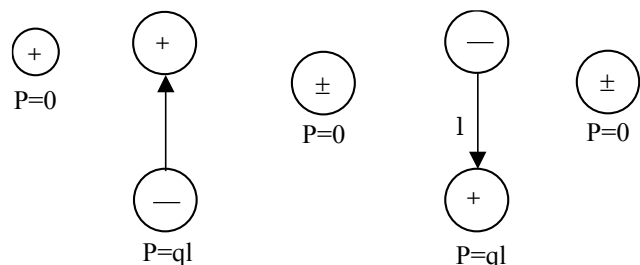
Tovush to‘lqinlarining qaytish va yutilish xodisalari tovushlarning yopiq binolar ichida tarqalishida mahsus ahamiyatga egadir. Auditoriyalarni, kontsert zallarini, teatrlarni loyihalashda tovush to‘lqinlarining devorlardan, shipdan va boshqalardan ko‘p martalab qaytishi mumkinligini hisobga olish muhimdir. Bu qaytishlar binoning akustik xossalarini aniqlaydi (arxitektura akustikasi).

Odatda binoning akustik xossalarini aniqlashda tovush energiyasi qancha vaqtda dastlabki qiymatining milliondan biriga teng qiymatgacha ($W = 10^{-6} W_0$) kamayishi xisoblab chiqiladi; bu vaqt reverberatsiya vaqti deyiladi (512 Gts ga nisbatan qabul qilinadi).

3. Elektromagnit to‘lqinlar, ularni hosil qilish va xossalari.

Maksvell elektr va magnit maydonlar orasidagi bog‘lanishni tekshirib elektromagnit maydon nazariyasini yaratadi. Bu nazariya ikkita postulatga asoslangan: 1) o‘zgaruvchi magnit maydon tufayli uyurmaviy elektr maydon vujudga keladi. 2) O‘zgaruvchan elektr maydon tufayli uyurmaviy elektr maydon vujudga keladi.

Fazoning biror kichik sohasida davriy ravishda o'zgaruvchi elektr va magnit maydonlar vujudga keltiraylik. Bunga momenti o'zgaruvchan bo'lgan elektr dipol misol bo'lishi mumkin. Dastlabki paytda bunday dipolning $+q$ va $-q$ zaryadlari bir-birining ustiga tushadi va shuning uchun $r=0$ bo'ladi. Keyin zaryadlar bir-biridan l masofaga siljiydi va dipol momenti $r=ql$ maksimal qiymatga erishadi. Yarim davrdan keyin zaryadlar yana yaqinlashadi ($r=0$) va so'ngra bir-biridan (davrning to'rtinchi uch qismi o'tgach) qarama-qarshi tomonga l masofaga tarqaladi va dipolning momenti qarama-qarshi yo'nalishda maksimum qiymatga erishadi ($r=-ql$). So'ngra bu protsess davriy takrorlanadi.



18.5-rasm

Dipol hosil qilgan va undan tarqalayotgan elektromagnit maydonning quyidagi asosiy xususiyatlari bo'ladi:

1. Elektr maydonining E kuchlanganligi dipol o'qi tekisligida elektromagnit nurlanishi yo'nalishiga perpendikulyar tebranadi.
2. Magnit maydonining kuchlanganligi H elektromagnit nur (s) ga va elektr maydonining kuchlanganligi E ga perpendikulyar tebranadi. Demak E, H va s vektorlar o'zaro perpendikulyardir.
3. E va H kuchlanganliklar bir fazada tebranadi. (dipoldan biror masofada yuzaga keladi).
4. Kuchlanganliklarning E_m va H_m amplitudalari elektromagnit nurning yo'nalishiga (φ burchakka) bog'liq: dipol o'qiga perpendikulyar yo'nalishda ($\varphi=90^\circ$) nurlanish maksimum, dipol o'qi yo'nalishida ($\varphi=0$) nurlanish nolga teng.

Vaqtning biror paytida biror (A) nuqtada vujudga kelgan elektromagnit maydon s nur bo'ylab ϑ tezlik bilan harakatlanadi. Dipol zaryadlarining bir tebranish davriga teng vaqt oralig'idan keyin A nuqtada ikkinchi maydonning ikkinchi maksimumi vujudga keladi, u ham birinchi maksimum ketidan harakatlanadi. Bu protsess davriy takrorlanadi.

Davriy ravishda o'zgaruvchi bu elektromagnit maydonning tarqalishini elektromagnit to'lqin deyiladi.

Elektromagnit to'lqin quyidagi differentsial tenglama bilan ifodalanadi.

$$\Delta E = \frac{1}{\vartheta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (18.17)$$

$$\Delta H = \frac{1}{\vartheta^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad (18.18)$$

(18.17) va (18.18.) dagi $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - Laplas operatori:

$$E = E_m \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad (18.19)$$

$$H = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad (18.20)$$

E_m , H_m -elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining amplituda qiymatlari; ω -burchakli chastota, $K = \frac{\omega}{\vartheta}$ - to'liq soni, φ - $r=0$ bo'lgan nuqtadagi tebranishlarning boshlang'ich fazasi; ϑ - fazoviy tezlik.

Elektromagnit to'liqning biror muhitda tarqalishining fazaviy tezligi shu muhitning elektr va magnit xususiyatlariga bog'liq bo'lib, Uning qiymati quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (18.21)$$

$S = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ -elektromagnit to'liqning (yorug'likning) vakuumda tarqalish tezligi. Demak, elektromagnit to'liqning muhitda tarqalish tezligi vakuumdagi tezligidan $\sqrt{\varepsilon \mu}$ marta kichik.

Elektromagnit to'liq bilan birgalikda elektromagnit maydonni xarakterlovchi kattalik-energiya ham tarqaladi. Birlik hajmdagi elektromagnit maydon energiyasi (zichligi) elektr va magnit maydon energiyalarining zichliklari yig'indisidan iborat:

$$W = W_E + W_H = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu \mu_0 H^2}{2} \quad (18.22)$$

Bir jinsli elektromagnit maydonda $W_E = W_H$ shuning uchun

$$W = 2W_E = 2W_H = \varepsilon \varepsilon_0 E^2 = \mu \mu_0 H^2 \quad (18.23)$$

Bundan $\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H$ degan xulosaga kelimiz. Bu esa (18.23) ifodani

$$W = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \varepsilon \mu E \cdot H \quad (18.24)$$

ko'rinishda yozishga imkon beradi. (18.21) ni (18.24) ga ko'paytirsak, birlik vaqt ichida birlik yuza orqali ko'chirilayotgan energiyani ya'ni energiya oqimining zichligini xarakterlaydigan tenglamani hosil qilamiz:

$$S = W \cdot \vartheta = EH \quad (18.25)$$

Bu ifodani vektor ko'rinishda

$$\vec{S} = [\vec{E} \vec{H}] \quad (18.26)$$

shaklida yozish mumkin. Buni Umov-Poynting vektori deb ataladi.

Nisbiylik nazariyasiga asosan, energiyaga ega bo'lgan harakatlanuvchi materiya massaga ham ega bo'ladi. Bu qonun $W = mc^2$ munosabat orqali ifodalanadi. Shuning uchun elektromagnit maydon mavjud bo'lgan fazoning birlik hajmiga $m = \frac{W}{c^2}$ massa to'g'ri keladi. Demak elektromagnit to'liqni massaga ega bo'lgan materiyaning harakati deb qaramoq kerak. Harakatlanuvchi materiya esa impuls ga ega bo'lishi kerak. Bu impuls $R = mc = (W/c^2) \cdot c = W/c$ ga teng bo'ladi. Massa va impuls ga ega bo'lgan materiya o'z

yoʻlidagi toʻsiqqa bosim kuchi bilan taʼsir qilishi kerak. Haqiqatan, 1900 yilda Lebedev yorugʻlikning bosimini aniqladi va u elektromagnit toʻlqinning bosimiga tengligi kelib chiqdi.

Grets elektromagnit toʻlqinlarning qaytishi, sinishi, interferentsiyasi, difraktsiyasi va qutblanishini tekshirib, optikaning barcha qonunlarini elektromagnit toʻlqinlarga qoʻllash mumkinligini aniqladi. Grets tajribalar asosida aniqlangan elektromagnit toʻlqinlarning tarqalish tezligi $3 \cdot 10^8$ m/s ga, yaʼni yorugʻlik tezligiga teng boʻlib chiqdi. Bu natija Maksvell nazariyasining toʻgʻriligini tasdiqladi.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Boʻylama toʻlqin deb qanday toʻlqinga aytiladi
2. Koʻndalang toʻlqin qanday hosil boʻladi
3. Umov vektorini tushuntiring.
4. Gyugens-Frenel printsipini tushuntiring.
5. Elektromagnit toʻlqinning fazoviy tezligini tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. Savelʼev I.V. Kurs obshey fiziki. T.1,2, “Nauka”. 1998 g.
2. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M. Kurs fiziki. M., “Vqsshaya shkola”, 1989 g.
3. Trofimova T.I. Kurs fiziki. M. “Vishaya shkola”. 1989 g.
4. Axmadjonov O. Fizika kursi. 2 k.T. “Oʻqituvchi”. 1988 y.
5. Gribov L.A., Prokofgʻeva N.I. «Osnovq fiziki», «Gardarika». M.,1998

MUNDARIJA

SO‘Z BOSHI	8
1-MA‘RUZA. VAKUUMDAGI ELEKTR MAYDONI	9
1. Klassik elektrodinamika fani. Elektr zaryadi va uning saqlanish qonuni. Kulon qonuni.	6
2. Elektr maydoni. Nuqtaviy zaryad elektr maydon kuchlanganligi	8
3. Elektrostatik maydonning superpozitsiya printsipi. Elektr dipolning maydon kuchlanganligi	9
2 – MA‘RUZA. ELEKTROSTATIK MAYDON POTENTIALI	11
1. Elektrostatik maydonda bajarilgan ish	11
2. Nuqtaviy zaryad va zaryadlar tizimi maydonlarning potentsiali.	12
3. Maydon potentsiali va kuchlanganlik orasidagi bog‘lanish. Ekvipotentsional sirtlar.	14
3-MA‘RUZA: VAKUUMDAGI ELEKTROSTATIK MAYDON UCHUN GAUSS TEOREMASI	15
1. Elektrostatik maydon kuchlanganligining oqimi. Gauss teoremasi.	15
2. Turli shakldagi zaryadlangan jismlarning elektr maydoni kuchlanganligi va potentsialini Gauss teoremasidan foydalanib hisoblash	17
4-MA‘RUZA. ELEKTR MAYDONIDA DIELEKTRIKLAR	21
1. Dielektriklar va ularning qutblanishi	21
2. Qutblanish vektori. Dielektrik qabul qiluvchanlik va uning temperaturaga bog‘liqligi	22
3. Bog‘langan zaryadlar	23
4. Dielektrikdagi elektr maydoni. Elektr induksiya vektori. Gauss teoremasi.	24
5. Ikkita dielektrik chegarasidagi chegaraviy shartlar.	25
6. Segnetoelektriklar	28
5-MA‘RUZA. ELEKTROSTATIK MAYDONDA O‘TKAZGICHLAR.	29
1. Ixtiyoriy qo‘rinishdagi zaryadlangan berk sirt ichidagi maydon. O‘tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi	29
2. O‘tkazgich sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi	30
3. Van-de-Graaf generatori.	30
4. Yakkalangan o‘tkazgichning elektr sig‘imi.	31
5. Kondensatorlar	37

6. Elektrostatik maydon energiyasi.	35
6-MA'RUZA: O'ZGARMAS TOK QONUNLARI	39
1. O'tkazgichlar, yarimo'tkazgichlar va dielektriklar. Elektr tokining mavjud bo'lish sharti. Tashqi kuchlar.	39
2. Om va Joule - Lents qonunlarining integral va differentsial ko'rinishi	41
3. Galvanik element mavjud bo'lgan zanjir uchun Om qonuni. Kirxgof qoidolari.	43
7-MA'RUZA. TURLI MUHITLARD A ELEKTR TOKI	47
1. Metallarda tok tashuvchilarning tabiati.	47
2. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi.	48
3. Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya Metallardan elektronlarning chiqish ishi.	51
4. Gazlarda elektr toki. Nomustaqil elektr razryad.	52
5. Plazma haqida tushuncha.	56
8-MA'RUZA. VAKUUMDA MAGNIT MAYDONI	61
1. Magnit maydoni va uning xarakteristikasi. Magnit induksiya vektori.	61
2. Bio-Savar va Laplas qonuni. To'g'ri va aylanma tokning magnit maydonini hisoblash.	63
9-MA'RUZA: VAKUUMDA MAGNITOSTATIKANING ASOSIY TENGLAMASI	65
1. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'siri.	65
2. Harakatdagi zaryadga magnit maydonining ta'siri. Lorents kuchi. Xoll effekti.	66
3. Magnit maydonida zaryadlangan zarrachalarning xarakati. Zaryadlangan zarrachalarni tezlashtiruvchi qurilmalar (tezlatgichlar).	68
10-MA'RUZA: MAGNIT ZANJIRLARINING QONUNLARI	69
1. Magnit oqimi va uning birligi. Magnit oqimi uchun Gauss teoremasi.	69
2. Solenoid va toroidning magnit maydoni.	69
3. Tokli konturni magnit maydonida ko'chirishda bajarilgan ish.	71
11 -MA'RUZA: ELEKTROMAGNIT INDUKTSIYA XODISASI	72
1. Elektromagnit induksiya hodisasi. Lents qoidasi.	72
2. O'zinduksiya hodisasi. Induktivlik. O'zaro induksiya.	74
3. Magnit maydon energiyasi.	75
12 -MA'RUZA: MODDALARINING MAGNIT XUSUSIYATLARI	76
1. Molekulalar, atomlar va elektronlarning magnit momentlari.	76
2. Diamagnit va paramagnitlar.	77
3. Ferromagnitlar. Stoletov tajribasi. Magnitlanish egri chizig'i. Gisterezis xodisasi. Gisterezis xalqasi. Kyuri nuqtasi. Domenlar.	78
13-MA'RUZA: MAKSVELL TENGLAMALARI	80
1. Elektromagnit induksiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.	80
2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko'rinishi.	83
3. Elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi. Elektromagnit to'lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi.	85

4. Maksvell tenglamalarining Lorents almashtirishlariga nisbatan invariantligi.	86
14-MA'RUZA: GARMONIK TEBRANISHLAR	88
1. Tebranishlar haqida umumiy ma'lumot. Turli fizikaviy tabiatga ega bo'lgan tebranishlarga umumiy munosabat. Garmonik tebranishlar amplitudasi, siklik chastotasi va fazasi. Vektorlar diagrammasi.	89
2. Mexanik va elektromagnit garmonik tebranishlar tenglamasi. Ularning echimi va talqini. Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shakli.	92
3. Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi. Prujinali tebrangich, tebranish konturi. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi.	93
4. Elektr tebranishlar.	93
15-MA'RUZA. SO'NUVCHI TEBRANISHLAR.	92
2. Tebranishlarni qo'shish. Matematik va fizik tebrangich. Erkin so'nuvchi tebranishlar, so'nuvchi tebranishlar tenglamasi. So'nish koeffitsienti, logarifmik dekrement. Asillik. Izoxronlik.	95
3. Ostsillyator (vibrator-tebrangich) uchun energetik munosabatlar. Bog'langan ostsillyatorlar tushunchasi.	100
16-MA'RUZA: MAJBURIY TEBRANISHLAR.	100
1. Ostsillyatorlarga davriy turtkining ta'siri. Rezonans. Rezonans chiziqlari. Majburiy tebranish tenglamasi. Kuchlanish rezonansi. Tok rezonansi.	103
2. Angarmonik tebranishlar. Chiziqli bo'lmagan ostsillyator. Chiziqsiz elementga ega bo'lgan fizik tizimlar. Avtotebranishlar. Tebranishlarning o'z-o'zidan paydo bo'lish sharti.	106
17-MA'RUZA: TO'LQIN JARAYONLAR.	105
1. Yassi sinusoidal to'lqin. Yugiruvchi va turg'un to'lqinlar. Faza tezligi. To'lqin uzunligi. To'lqin soni. Dopler effekti.	108
2. Skalyar va vektor to'lqinlar. Qutblanish. Kogerentlik. Monoxramatik to'lqinlar interferentsiyasi. Kvazimonoxramatik to'lqinlar.	111
18-MA'RUZA: TO'LQINLAR DIFRAKTSIYASI.	115
1. Bir o'lchamli to'lqin tenglama. Qattiq jismda bo'ylama to'lqin. Energetik munosabatlar. Umov vektori. Gaz va suyuqliklarda elastik to'lqinlar.	115
2. Ikki muhit chegarasidan tovushining o'tishi. Zarbali to'lqinlar.	119
3. Elektromagnit to'lqinlar, ularni hosil qilish va xossalari.	119

MA'RUZALAR MATNI

Tuzuvchilar: dots. Xaydarov A.X.
dots. Mirzajonov Z.

Taqrizchi: dots. Xaydarov Z.

Mas'ul muharrir: prof. Yuldashev N.X.

Muharrir: dots. Amonov K. O.

