ОШ ЖОГОРКУ ТЕХНОЛОГИЯЛЫК КОЛЛЕДЖИ
ФИЗИКА ЖАНА ХИМИЯ КАФЕДРАСЫ

А. МАРИПОВ

ЭЛЕКТР ЖАНА МАГНИТ КУБУЛУШТАРЫ

(ЛЕКЦИЯЛАРДЫН ЖЫЙНАГЫ)

ОШ — 1992

Жогорку инженер-техникалык адистерди даярдоо үчүн 1991 жылы басылып чыккан жогорку окуу жайлары үчүн физиканын программасына ылайыкталган

Физика жана химия кафедрасынын жана Ош жогорку технологиялык колледжинин усулдук комиссиялары тарабынан каралып жактырылган жана басууга сунуш кылынган.

Бул китеп жөнүндө өзүңүздөрдүн ой пикириңиздерди бизге жазып жиберсеңиздер, автор өзүнүн чоң ыраазычылыгын билдирер эле.

Биздин дарегибиз: 714018, Ош шаары Исанов көчөсү 81
Ош жогорку технологиялык колледжи,
физика жана химия кафедрасы.

МАЗМУНУ

Электростатика бети

Э Л Е К Т Р О С Т А Т И К А

I-Глава. Электр талаасы жана аны мүнөздөчү чоңдуктар.

1.1. Электр заряддары жана алардын жаратылышы. Заряддардын сакталуу закону

Физиканын механика бөлүмүнүн негизги закондору болуп Ньютондун закондору экендигин жана алардын аң негизгиси экинчи закон $m\vec{a} = F$ болорун, биринчи жана үчүнчү закондор экинчи законду толуктап жана айкындап тургандыгын көрсөткөнбүз. Экинчи закондун негизинде, ар кандай кыймыл, нерсеге таасир этүүчү күч $\vec{F}$ чоңдугу жана багыты белгилүү болсо гана аныктала алат экен. Механикада, гравитациялык күчтүн таасири астындагы (оордук күчү) кыймылга кеңири токтолгонбуз. Нерселер гравитациялык күчтүн таасиринен башка электромагниттик ж.б. күчтөр аркылуу да аракеттенишерине мындан ары токтолобуз.

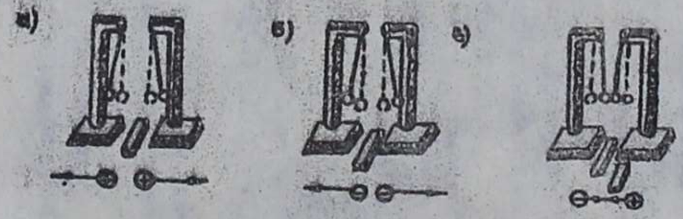
Электромагниттик күч электр заряддарынын ортосунда пайда болот. Электр заряддары жөнүндөгү мектептен белгилүү маалыматтарга дагы көңүл буралы. Эгерде айнек таякчасын жибек кездемесине же эбонит таякчасын теринин жүнүнө сүрткөндө, аларда заттардын жеңил бөлүкчөлөрүн тартып алуу жөндөмдүүлүгү пайда болору белгилүү. Заттардын мындай касиеттерин аларда заряддардын пайда болушу менен түшүндүрүлөт. Демек бир нерсени экинчи нерсеге сүрткөндө алар электрленишет б.а. аларда заряддар пайда болот. Заряддалган нерселер бири-бирине тартылышары же түртүлүшөрү тажрыйбалардан белгилүү. Жибек жиптерине илинип жанаша жайланышкан эки жеңил шарчаларга жибекке сүрүлгөн айнек таякчасын тийгизсек, шарчалар бири-бирин түртүшөт (I.I.I[а]-чийме). Эгерде бул шарчаларды теринин жүнүнө сүрүлгөн эбонит менен заряддасак, алардын мурдагыдай эле бири-бирин түртүшөрүн байкайбыз (I.I.I[б]-чийме). Эми бул шарчанын биреен айнек таякчасы менен экинчисин эбонит таякчасы менен заряддасак, шарчалардын бири-бирине тартылышын көрөбүз (I.I.I[в]-чийме). Бул тажрыйбалардан эбониттеги жана айнектеги пайда болгон заряддардын касиеттери башка экендиги келип чыгат. Эгерде башка ар түрдүү көптөгөн заттарда пайда болгон заряддарга көңүл бөлүп, эки түрдүү эбонитте жана айнек таякчаларында пайда болгон заряддарга окшош гана ("эбонит электрлиги" жана "айнек электрлиги") заряддар пайда болору аныкталган. Кийинчерээк "айнек электрлигин" оң заряд, ал эми "эбонит электрлиги" -терс заряд деп атап коюшкан. Ошентип, оң заряддар бири-бирин түртүшөт. Ушундай эле касиетке терс заряддар да ээ (I.I.4-чийме). Оң жана терс заряддар бири-бирин тартышат. Кыскасы бир тектүү заряддар түртүлүшөт, ар түрдүү тектеги заряддар бири-бирин тартышат. Эки нерсени бири-бирине сүргөндө, биреөндө белгилүү чоңдукта оң заряд пайда болсо, экинчисинде ошондой эле чоңдуктагы терс заряд пайда болору тажрыйбалардан белгилүү. Мунун себеби эмнеде деген суроо туулат. Ар кандай заттар атомдордон түзүлөрүн билебиз. Атом, оң заряддалган ядродон жана анын айланасында айланып жүргөн терс заряддуу электрондордон пайда болорун аныкталган (I.I.2-чийме). Кадимки абалында атомдогу оң заряддардын (протондордун) саны андагы терс электрондордун санына барабар болуп, электронейтралдуу болот. Атомдордун эң сырткы катмарындагы жайланышкан (валенттүү) электрондор атомдун ядросу менен начар байланышкандыктан, бир затты экинчи затка сүрткөндө ал электрондор бир заттын атомунан экинчи заттын атомуна өтүшөт. Электрондорду кеткен заттын атомдору оң заряддалган иондорго айланып, затты оң зарядка ээ кылат. Ал эми электронду кабыл алган заттын атомдору терс заряддалган ионго айланышып, заттагы терс заряддардын пайда болушуна алып келет.

Заряддын терең касиеттеринин бири болуп, анын, сакталышы эсептелет, б.а. туюк системадагы заряддардын саны сакталат жана алар системанын бир бөлүгүнөн экинчи бөлүгүнө гана өтүшү мүмкүн. Заряддардын жалпы саны оң жана терс заряддарын санына барабар. Туюк электронейтралдуу системада оң заряддардын саны терс заряддынына барабар,

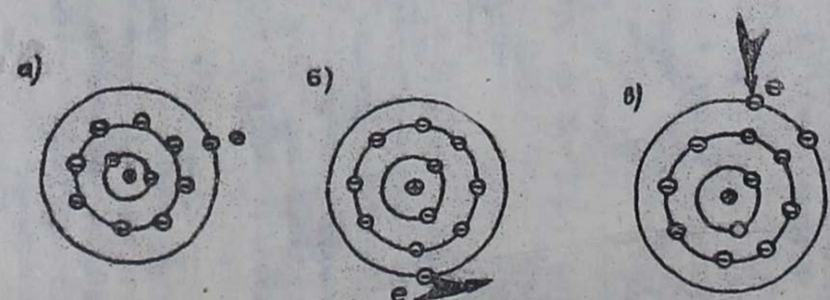
$$\sum_{i=1}^{n} q_i^+ = \sum_{i=1}^{n} q_i^- \quad же \quad \sum_{i=1}^{n} q_i^+ + \sum_{i=1}^{n} q_i^- = 0$$

Мында q_i^+ жана q_i^- оң жана терс элементардык заряддар. Заряддын эң кичинекей бөлүкчөсүн элементардык заряд деп атайбыз. Мындай зарядды алып жүрүүчү бөлүкчө болуп электрон ж.б. элементардык бөлүкчөлөр эсептелишет.

Анын заряды $e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Кл



1.1.1 - ЧИЗМА



1.1.2 - ЧИЗМА

9711(-1)

Ар кандай башка чоңураак бөлүкчөлөрдүн (атом, молекула) жана заттардын заряддары элементардык зарядка эселенип чыгат. Ошондуктан, электрондун зарядын заряддардын кванты деп аташат.

I.2.ЗАРЯДДАРДЫН ӨЗ АРА АРАКЕТТЕНҮҮ ЗАКОНУ (КУЛОНДУН ЗАКОНУ)

Заряддалган нерселер, же алардын бөлүкчөлөрү өз ара аракеттеништерине жогоруда ишендик. Мындай аракеттенүүлөрдүн закон ченемдүүлүгүн мындан эки кылым илгери (I785ж) окумуштуу Кулон ачкандыгы физиканын мектептеги курсунан белгилүү. Кулон, эки чекиттүү заряддар бири бирине, ал заряддардын (q_1 q_2) чоңдуктарынын көбөйтүндүсүнө түз пропорциялаш, ал эми аралыгынын (r) квадратына тескери пропорциялаш болгон күч менен аракеттенишерин көрсөткөн (I.2.I-чийме)

$$F = k\frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \qquad (I.2.I)$$

Мында k -пропорция коэффициенти, ченөө системасына жараша аныкталат. Заряддардын чекиттүүлүгү механикадагы материалдык чекиттердин шарты сыяктуу аныкталат б.а. $d \ll r$, d - заряддалган нерселердин өлчөмү, r -алардын ортосундагы аралык).

Ар кандай заряддалган чоң өлчөмдөгү нерселер үчүн мындай законду алуу кыйын, анткени мындай нерселердин ортосундагы өз ара аракет эткен күч, бирдей шартта алардын калыбына да жараша болот. Кулондун законун бүткүл дүйнөлүк тартылуу законуна салыштырсак, алардын окшош экендигин байкайбыз,

$$F_k \sim \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad F_\gamma \sim \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

бирок масса (m_1, m_2) терс болбогондуктан ($F_\gamma > 0$), ал эми заряддар q_1 q_2 оң жана терс болгондуктан алардын ортосундагы аракет этүүчү күчтөр оң жана терс мааниге ээ болушат. Белгилүү заряддагы элементардык бөлүкчөлөр үчүн (мисалы электрон) бул эки күчтү салыштырсак, электр күчү F_k гравитациялык күчкө F_γ салыштырганда 10^{37} эсе күчтүү экендигин көрөбүз ($F_k = 10^{37} \cdot F_\gamma$)

Күч вектордук чоңдук болгондуктан, заряддардын ортосундагы өз ара аракеттердин багытын аныкташ үчүн, Кулондун законун вектор түрүндө жазабыз

$$\vec{F} = k\frac{q_1 q_2}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r} = k\frac{q_1 q_2}{r^3}\vec{r} \qquad (I.2.2.)$$

Ушул формуланы пайдаланып, бир тектүү жана ар түрдүү белгидеги заряддардын ортосундагы аракет кылган күчтөрдүн багытын аныктайлы:

I. $q_1>0,\ q_2>0$; биринчи заряддын экинчи зарядка аракет жасаган күчтүн багытын табыш үчүн, биринчи заряддан экинчи зарядка радиус-вектор($\vec{r}_{12}$) жүргүзөбүз. Эки заряддын көбөйтүндүсү $q_1 q_2>0$ оң болгондуктан аракет эткен $\vec{F}_{12}$ күчтүн багыты, $\vec{r}_{12}$ радиус-вектор багыты менен дал келет (I.2.I а-чийме) $\vec{F}\uparrow\uparrow\vec{r}$

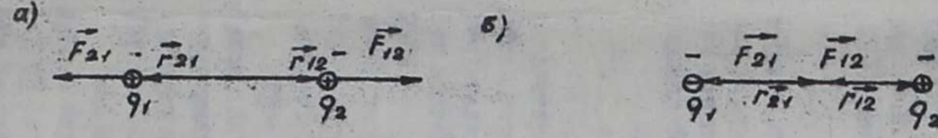
б)Ал эми ушул эле шартта экинчи q_2 заряддан биринчи q_1 зарядка радиус-вектор($\vec{r}_{21}$)жүргүзүп, экинчи заряддын биринчи зарядка аракет эткен күчтүн багытын аныктайбыз жана ал $\vec{F}_{21}$ күчтүн багыты $\vec{r}_{21}$ радиус вектордун багыты менен дал келерин көрөбүз, $\vec{F}_{21}\uparrow\uparrow\vec{r}_{21}$ (I.2,I а- чийме).

2.Эгерде ($q_1<0,\ q_2<0$) эки заряд тең терс болсо, жогоруда караган (I-пункт) жыйынтыкты алабыз (I.2.I^{а}-чийме) Демек, бир тектүү заряддар түртүшүшөт экен.

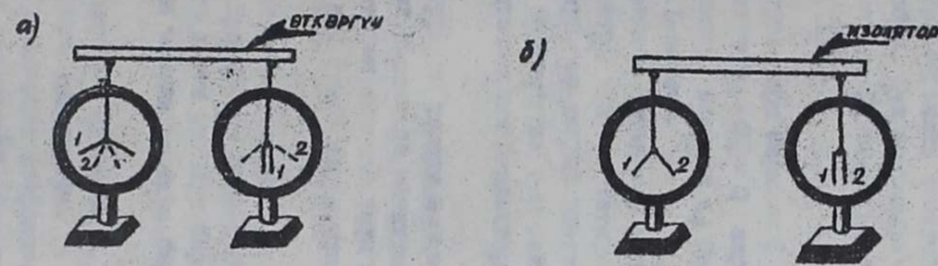
3.Эгерде аракеттенишүүчү заряддардын белгиси ар түрдүү болсо ($q_1>0,\ q_2<0$), анда жогоруда көрсөтүлгөндөй тиешелүү $\vec{r}_{12}$, $\vec{r}_{21}$ радиус-векторлорду жүргүзүп, бир тектүү эмес заряддар өз ара тартыша тургандыгын көрөбүз $\vec{F}_{21}\uparrow\downarrow\vec{r}_{21}$, $\vec{F}_{12}\uparrow\downarrow\vec{r}_{12}$ (I.2.I^{б}-чийме).

I.3.ӨТКӨРГҮЧТӨР ЖАНА ИЗОЛЯТОРЛОР

Ар кандай заттар, өзүнөн электр заряддарды өткөргүчү жана өткөрбөөчү болуп, эки чоң класска бөлүнүшөт.Өткөргүчтөр аркылуу заряддар эркин жыла алышат. Мындай өткөргүчтөргө металлдар кирет. Өткөрбөгүчтөр (изоляторлор) аркылуу заряддар эркин жыла алышбайт. Мындай заттардын мисалы катары айнек, эбонит, кургак аба ж.б. ларды кароого болот. Заттардын мындай электрдик касиеттерин текшерүү үчүн,эки. заряддалган жана заряддалбаган, электроскопторду алып, аларды өткөргүч



1.2.1- ЧИЗМА



1.3.1- ЧИЗМА

1.5.1- ЧИЗМА

менен туташтырсак, заряддардын бир электроскоптон экинчиге өткөнүн көрөбүз (I.3.I^{a}-чийме). Ал эми заряддалган, электроскопту заряддалбаганы менен изолятор аркылуу туташтырсак, электроскоптордун абалдарынын өзгөрбөгөнүн көрөбүз (I.3.I^{б}-чийме) б.а. изолятор аркылуу заряддар өтпөйт экен.

I.4. ЭЛЕКТР ЧОНДУКТАРЫН ЧЕНӨӨ БИРДИКТЕРИ

I.4.I. Абсолюттук электростатикалык ченөө бирдиктеринин системасы (катары) –СГСЭ.

Бул системада заряддын ченөө бирдиги абсолюттук электростатикалык заряддын бирдиги (СГС) деп аталат жана туунду бирдиктерге кошулат. Бул бирдикти аныктоо үчүн Кулондун законун (I.2.I) колдонобуз. Бул системада пропорция коэффициенти k =I деп алынгандыктан, Кулондун закону

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \qquad (I.4.I)$$

түрүндө жазылат. Эгерде бири биринен r =I см аралыкта жайланышкан бирдей эки чекиттүү $q_1 = q_2 = q$ заряддар $F = 1$ дина күч менен аракеттенишсе, алардын ар биринин чоңдугу $q = 1$ $СГС_q$ барабар болот (I.2.I-чийме).

Мындан ары, негизги бирдиктер катары $l = 1$см, $m = 1$г, $t = 1$с тандап, жана абсолюттук электростатикалык заряддын бирдигин ($СГС_q$) колдонуп, ар кандай электрдик жана магниттик чоңдуктардын ченөө бирдиктерин аныктай алабыз. Бул система абсолюттук электростатикалык бирдиктердин системасы (СГСЭ) деп аталат.

Бул системада электрондун заряды $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ $СГС_q$ барабар.

2. СИ системасы. Бул системада электрдик жана магниттик чоңдуктардын бирдиктерин аныктоо үчүн механикадагы негизги бирдиктерге (метр, кг, сек.) ток күчүнүн бирдиги Ампер (А) кошулат.

СИ системасында электр зарядын ченөө бирдиги катары Кулон (Кл) алынат. Бул туунду бирдик болот жана өткөргүчтүн берилген кесилиш аянты аркылуу бир секундада бир ампер турактуу токту пайда кылган зарядка барабар болот, б.а. IКл = 1 А·с.

Тажрыйба жолу менен I Кл заряд $3 \cdot 10^{9}$ $СГС_q$ заряддын бирдигине барабар экендиги аныкталган.

СИ системасында пропорция коэффициенти $k = 1/4\pi\varepsilon_0$ деп алынат. Кулондун законун пайдаланып, электростатикалык турактуу сандын сан маанисин аныктайлы,

$$F = k\frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{q_1 q_2}{r^2} \qquad (I.4.2)$$

$$q_1 = q_2 = q = 1\,Кл = 3\cdot10^9\,СГС_q$$ деп алайлы

Анда заряддардын бул маанилерин (I 4.I) жана (I 4.2) формулаларга коюп, аларды теңдеп

$$F = \frac{(3\cdot10^9)^2}{(10^2)^2} = 9\cdot10^{14}\,дин = 9\cdot10^9$$ Ньютон (Н)

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{1\cdot1}{1^2} = 9\cdot10^9\,Н$$ экендигин алабыз.

Бул формуладан

$$\varepsilon = \frac{1}{4\pi\,9\cdot10^9} = 8{,}85\cdot10^{-12}$$ СИ бирдигине барабар экендиги келип чыгат.

СИ системасында электрондун зарядынын чоңдугу $e = 1{,}602\cdot10^{-19}\,Кл$

I.5. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШЫ

Жогоруда биз караган заряддардын өз ара аракеттенүүлөрү электр талаасы аркылуу берилет. Ар кандай заряд өзүн курчаган мейкиндиктин касиетин өзгөртөт -электр талаасын түзөт. Мындай талаага электр зарядын жайгаштырсак, зарядка күч таасир этет. Демек, мейкиндикте талаа бар же жок экендигин билиш үчүн ага өлчөгүч q_0 зарядды (чоңдугу жана белгиси белгилүү), жайгаштырып, ага таасир эткен күчтүн чоңдугуна караша талаанын ургаалдуулугун (интенсивдүүлүгүн) билебиз. Электр талаасын мүнөздөөчү чоңдук катары электр талаасынын чыңалышы $\vec{E}$ киргизилет.

Алгенде чекиттүү заряддын электр талаасына өлчөгүч зарядды жайгаштырып, талаанын чыңалышын аныктайлы.

Ал үчүн $q_1 = q$ деп, белгилүү заряд катары $q_2 = q_0$ алып, Кулондун законун пайдаланып көрөлү

$$F = k\frac{qq_0}{r^2}$$

Мында таасир эткен F күчү биз изилдеген заряд q га гана көз каранды болбостон, өлчөгүч q_0 зарядынын чоңдугуна да караша болот. Демек, F күчү q зарядды түзгөн электр талаасын мүнөздөөчү чоңдук боло албайт. Эгерде биз F/q_0 катышын алсак, анда $\frac{F}{q_0} = k\frac{q}{r^2}$

бул катыш өлчөгүч зарядка көз каранды эмес, ошондуктан ал q заряддын түзгөн талааны мүнөздөөчү чоңдук боло алат жана электр талаасынын чыңалышы деп аталат.

$$E = \frac{F}{q_0} = k\frac{q}{r^2} \qquad (I.5.I)$$

Электр талаасынын чыңалышы бирдик өлчөгүч зарядка таасир эткен күчкө барабар экен. Бул (I.5.I) туюнтма чекиттүү q заряды r аралыгында түзгөн талаанын чыңалышын мүнөздөйт жана ал ошол заряддын чоңдугуна түз, аралыктын квадратына тескери пропорциялаш экен.

Электр талаасынын чыңалышы күч аркылуу аныкталгандыктан, (I.5.I) вектордук чоңдук болуп эсептелет жана вектордук түрдө төмөндөгүдөй жазылат

$$\vec{E} = k\frac{q}{r^3}\vec{r} \qquad (I.5.2)$$

Бул формуланын негизинде $\vec{E}$ нин чоңдугун гана эмес, багытын да аныктоого болот (I.5.I-чийме). Оң заряддын талаасы радиус-вектордун багыты менен дал келип ($\vec{F} \parallel r$), ал заряддан сыртты көздөй багытталса (I.5.I^{a}-чийме), терс заряддын талаасы анын өзүн көздөй багытталат экен (I.5.I^{б}-чийме).

Эгерде мейкиндиктин кандайдыр бир чекитинде талаанын чыңалышы $\vec{E}$ аныкталса, ал чекитке киргизилген q зарядка аракет кылган $\vec{F}$ күчү аныкталган болот,

$$\vec{F} = q\vec{E} \qquad (I.5.3)$$

Электр талаасынын чыңалышынын өлчөө бирдиктери:
СИ системасында $[E]$ = Вольт метр ($В/м$), ал эми СГСЭ системасында $[E]$ =IСГС$_E$ бирдиктери менен өлчөнөт.
q =IКл заряд r=I м аралыкта СИ системасында

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2} = \frac{4\pi}{4\pi}\cdot 9\cdot 10^9\frac{1}{1^2} = 9\cdot 10^9\ В/м \qquad (I.5.4)$$

же СГСЭ системасында $k=1$ $E = \frac{q}{r^2} = \frac{3\cdot 10^9}{(10^2)^2} = 3\cdot 10^5\ СГС_E$ (I.5.5)

Электр талаасын пайда кылат экен.
Бул эки чоңдуктар бир эле заряддын ($1\ Кл = 3\cdot 10^9\ СГС_q$) бирдей аралыкта ($r = 1м = 100\ см$) түзгөн талаасы болгондуктан, бири бирине барабар болушат. Ошондуктан буларды теңдеп

$$1\ СГС_E = 3\cdot 10^4\ В/м$$

, барабар экендигин алабыз

I.6. ЭЛЕКТР ТАЛААЛАРЫНЫН КОШУЛУШУ (СУПЕРПОЗИЦИЯСЫ)

Чекиттүү бир заряддын электр талаасын аныктоону үйрөнгендон кийин, чекитүү заряддардын тобунун түзгөн электр талаасын кантип табууга боло тургандыгына көңүл буралы. Электр талаасынын чыңалышы вектордук чоңдук ($\vec{E}$) болгондуктан, заряддардын белгилүү бир чекиттеги түзгөн электр талаалары вектордун закону боюнча кошулушат. Мисал катары оң q_1 жана терс q_2 заряддарынын А чекитинде түзгөн жалпы электр талаасын ($\vec{E}$) аныктайтыл (I.6.I-чийме).Адегенде q_1 заряды түзгөн $\vec{E_1}$ векторун, андан кийин q_2 заряды түзгөн $\vec{E_2}$ векторун тургузабыз. Бул векторлордун жалпы түзүүчүсү алар түзгөн параллелограмдын диогналы $\vec{E}$ болуп эсептелет,

$$\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} \qquad (I.6.I)$$

Бул вектордун сан мааниси (модулу)

$$|\vec{E}| = E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\alpha} \qquad (I.6.2)$$

формуладан аныкталат. Демек, жалпы талаанын чыңалышын (Е) аныкташ үчүн ар бир заряд түзгөн талаалардын сан маанисилерин ($\vec{E_1}, \vec{E_2}$) гана аныктабастан, ал векторлордун ортосундагы бурчту (α) да эсептөө керек экен.

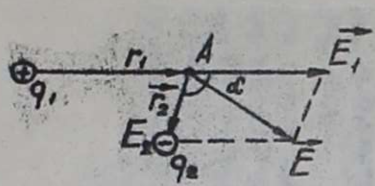
Чекитүү заряддардын тобунун ($q_1, q_2, q_3 \ldots q_n$) мейкиндиктин кандайдыр бир чекитиндеги түзгөн жалпы талаасын аныктоо үчүн векторлордун кошулуу эрежесин колдонобуз

$$\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} + \ldots + \vec{E_n} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E_i} \qquad (I.6.3)$$

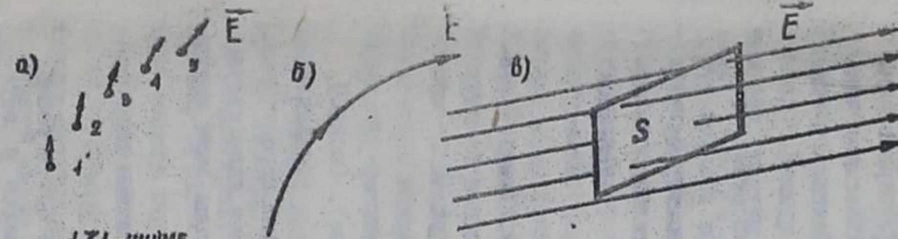
Заряддардын тобунун түзгөн талааларын векторлордун кошулуу закону менен аныктоо суперпозиция эрежеси деп аталат.

I.7. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШЫНЫН КҮЧ СЫЗЫКТАРЫ ЖАНА АГЫМЫ

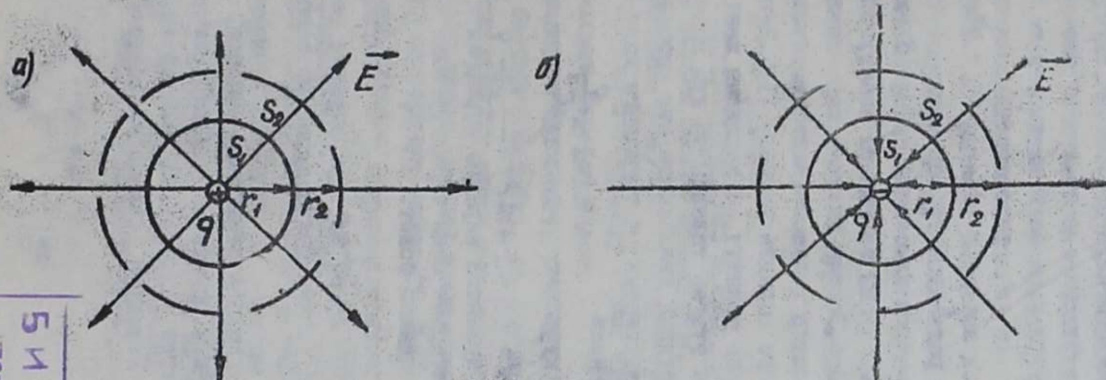
Электр талаасын, аналитикалык формуланын (I.5.2) жардамы менен, мейкиндиктин ар бир чекиттери үчүн эсептеп тургузулган чыңалыш векторлору аркылуу көргөзүүгө болот (I.7.I[а]-чийме). Мындай татаал сүрөттөлүштү жөнөкөй күч сызыктардын жардамы менен график түрүндө көрсөтүү ыңгайлуу. Электр талаасынын чыңалыш векторлорунун күч сызыктары, алардын ар бир чекитине жүргүзүлгөн жаныма сызыктар, ошол чекиттердеги электр талаасынын чыңалыш векторлорунун багыттары менен келгендей кылып сызылат (I.7.I[б]-чийме).Талаанын чыңалышынын чоңдугу күч сызыктардын тыгыздыгы аркылуу көрсөтүлөт. Берилген заряддан



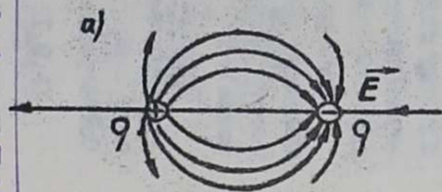
1.6.1- чизма



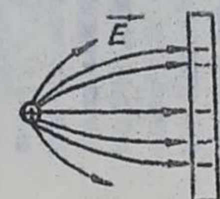
1.7.1- чизма



1.7.2- чизма



1.7.3- чизма



1.7.4 - чизма

белгилүү аралыкта, күч сызыктарга тик (E) жайланышкан S тегиздиктин бирдик аянтын тешип өткөн сызыктардын саны (n), ошол аянтка туура келүүчү электр талаасынын чыңалышына (E), барабар же түз пропорциялаш болгондой кылып жүргүзүшөт, б.а.

$$n = \frac{N}{S} \approx E$$

Мында S-тегиздиктин аянты, N-тегиздикти кесип өткөн күч сызыктардын жалпы саны, n -бирдик аянтка туура келүүчү күч сызыктардын саны (тыгыздыгы). Ошентип, күч сызыктардын жардамы менен көрсөтүлгөн сүрөттөлүштөн электр талаасынын чыңалышынын чоңдугун жана багытын аныктоого болот экен. Мисал катары чекиттүү оң жана терс заряддардын электр талаасынын күч сызыктары оң заряддан тараган (I.7.2^{а}-чийме) жана терс зарядка кирген радиалдык түз сызыктардын (I.7.2^{б}-чийме) тобун түзүшөт. Заряддан алыстаган сайын S тегиздиги аркылуу өткөн, күч сызыктардын тыгыздыгы азаят, б.а. талаанын чоңдугу да кичирейет. Эгерде оң жана терс заряддардын системасынын түзгөн электр талаасын карасак, күч сызыктар оң заряддан башталып терс зарядка киришет (I.7.3-чийме). Ошондой, эле I.7.4-чиймеде чекиттүү оң заряддын жана терс заряддалган жалпак нерсенин түзгөн талаасынын күч сызыктары көрсөтүлгөн.

Чекиттик заряддын талаасынын күч сызыктарына дагы көңүл бурсалы. Күч сызыктардын n тыгыздыгы шарт боюнча анын чоңдугунуна пропорциялаш

$$n \approx E \approx k\frac{q}{r^2}$$

ал эми зарядды курчаган тегиздиги аркылуу өткөн сызыктардын саны

$$N = ES = E\,4\pi r^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,q$$

б.а. ар кандай аралыкта зарядды курчаган туюк бетти тешип өткөн күч сызыктардын саны турактуу жана берилген q зарядына түз пропорциялаш болот.

Ошентип, электр талаасынын күч сызыктары оң заряддан башталып чексизге кетет же терс зарядка келип бүтөт, б.а. электр талаасынын булагы болуп заряддар эсептелет (I.7.2-чийме).

Заряддалган татаал калыптагы нерселер үчүн электр талаасынын чыңалышын эсептөө көп кыйынчылыктарга алып келет жана анын сүрөттөп көрсөтүү да жөнөкөй иш эмес. Бул учурда Остроградский- Гаусстун теоремасын колдонуу зарыл.

1.8. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ИНДУКЦИЯ ВЕКТОРУ. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУССТУН ТЕОРЕМАСЫ

Бул теореманы колдонуш үчүн жаңы түшүнүктөрдү киргизүү зарыл: I.Электр талаасынын индукция же электрдик жылышуу $\overline{D}$ вектору вакуум үчүн $\overline{D}=\varepsilon_0\overline{E}$ (I.8.I) ал эми чекиттүү заряд үчүн $D=\varepsilon_0 E=\frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2}$ (I.8.2.) жана бул $\overline{D}$ векторунун багыты вакуумда $\overline{E}$ векторунуку менен дал келет. График түрүндө сүреттөш үчүн электрдик жылыш күч сызыктары колдонулат. Бул күч сызыктардын багыты электр талаасынын чыңалыш $\overline{E}$ векторунун багыты менен дал келет жана тыгыздыгы индукция векторуна пропорциялаш болот.

2.Электр индукция векторунун агымы N.

Жалпак S тегиздигин алып, бир бетине n нормалын (чоңдугу бирге болгон перпендикуляр) тургузалы. Бул нормал менен бир тектүү талаанын күч сызыктары α бурчу түзүшсүн. Бетти тешип өткөн күч сызыктардын жалпы саны (I.8.I-чийме)

$$N=D\cdot S\cos\alpha=D_n S \qquad (I.8.3)$$

Электр индукция векторунун агымы деп аталат $D_n=D\cos\alpha$-индукция векторунун нормалга болгон проекциясы.

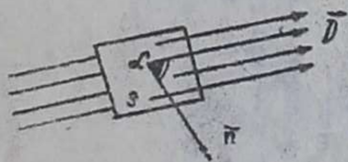
Күч сызыктардын тыгыздыгы (N/S) индукция векторуна барабар экен, б.а. бирдик бет аркылуу өткөн күч сызыктардын саны электр индукциясына барабар болот.

Эгерде электр талаасы бир тектүү болбосо, S беттин эң майда элементардык беттерге бөлөбүз. Ар бир мындай элементардык бетти, ар бири аркылуу өткөн күч сызыктар бир тектүү болгондой кылып тандоо керек. Мындай элементардык бет аркылуу өткөн жылышуу векторунун агымы $dN=D_n dS$.Жалпы аянт S аркылуу өткөн жылышуу агымы

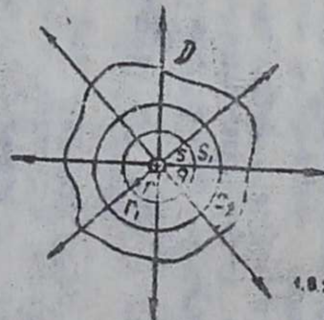
$$N=\int D_n\,dS=\int D\cos\alpha\cdot dS$$

Эгерде α бурчу 90° градустан аз болсо $\cos\alpha>0$, бетти өткөн агым ($N>0$) оң болот, б.а. күч сызыктар нормал тургузулган беттен чыгат.Эгерде $\alpha>90$, $\cos\alpha<0$, агым терс деп алынат. Чекиттүү q зарядынын түзгөн индукциясынын агымын эсептеп көрөлү. Борбору зарядда жаткан жана аны курчаган туюк сфераны жүргүзөлү. Анын сырткы бетине $\vec{n}$ нормал тургузалы (I.8.2-чийме).Анда индукциянын агымы

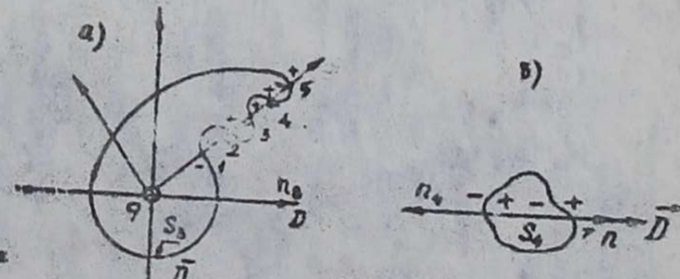
$$N=DS=\frac{1}{4\pi}\cdot\frac{q}{r^2}\cdot4\pi r^2=q \qquad (I.8.4)$$



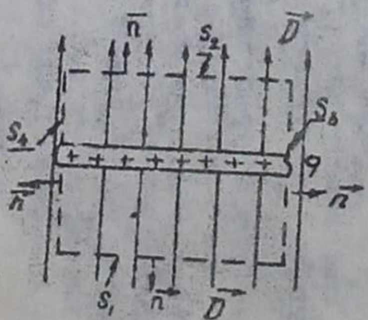
1.8.1-чизма

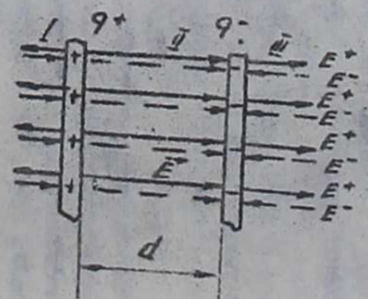


1.8.2-чизма



1.8.3-чизма



1.9.1-чизма

1.9.2-чизма

заряддын чондугуна барабар болот.

Бул түшүнтма, борбору зарядка дал келген сфера үчүн эле туура болбостон, сферанын ичинин ар кандай чекитинде жайланышкан чекиттүү заряд үчүн да туура болот,

$$N=\oint_S D_n dS = q \qquad (I.8.5)$$

Себеби туюк бетти тешип өткөн күч сызыктардын саны чекиттүү заряддын жайланышкан абалына көз каранды болбойт. Эгерде, зарядды курчаган беттин калыбы сфера болбосо да (S_2), бирок ар бир күч сызык бул бетти бир жолу тешип өтсө, мурдагыдай эле электр агымы заряддын чондугуна ($N=q$) болот.

Эгерде "бырышкан" S_3 бет курчаган заряддын индукциясын эсептеп көрөлү. Мында кээ бир сызык ар бул бетти бир нече жолу тешип өтүшү мүмкүн (I.8.3-чийме). Агымды эсептөө үчүн, күч сызык тешип өткөн беттин ар бир чекиттерине нормал тургузабыз. Анда биринчи чекиттен чыккан агым оң $N>0$, $\vec{D}$ и $\vec{n}$ экинчи чекит үчүн $\vec{D}$ и $\vec{n}$ күч сызыктын багыты нормалга тескери багытталгандыктан агым тескери $N<0$. Ошентип I жана 2,3 жана 4-чекиттердин агымдардын калыш суммасы нөлгө барабар жана 5-чекиттен чыккан агым гана калат.
Ошентип мурдагыдай эле $N=q$. Ошондой эле эгерде биз тандаган туюк тегиздик (S_4) зарядды курчабаса, электр индукциясынын агымы нөлгө барабар экендигин оңой эле көрүүгө болот.

Биз жогоруда чекиттүү заряддын индукциясынын агымы, ал заряддын туюк беттин ичиндеги жайланышкан абалына көз каранды эмес экендигине ишендик.

Демек, туюк беттин ичинде бир нече заряддар жайланышса, алардын түзгөн индукция агымы ошол заряддардын алгебралык суммасына барабар экендигин оңой эле ишенүүгө болот.

$$N=\oint D_n dS = \sum_{i=1}^{k} q_i \qquad (I.8.6.)$$

Бул түшүнтма Остроградский -Гаусстун теңдемесинин математикалык аныктамасы болуп эсептелет, б.а. Туюк беттен чыккан электр индукциясынын агымы ошол беттин ичинде жайланышкан заряддардын алгебралык суммасына барабар.

Электр индукция векторунун өлчөө бирдиги: СИ системасында (I.8.1) формуладан

$$[D]=\frac{[q]}{[S]}=\frac{Кл}{м^2}$$

СГС$_q$ системасында $[D] = 1\,\frac{СГС_q}{см^2}$

I.9. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУССТУН ТЕОРЕМАСЫН КОЛДОНУУНУН МИСАЛДАРЫ.

I. Бир калыпта заряддалган чексиз тегиздиктин электр талаасы.

Мындай тегиздиктин электр талаасын (I.8.6.) –формуланы пайдаланып табабыз жана заряды белгилүү деп эсептейбиз. Адегенде заряддар түзгөн $\bar{D}$ индукциянын күч сызыктарын көрсөтөбүз жана алар бул тегиздикке перпендикуляр болоруна оңой эле ишенүүгө болот (I.9.I-чийме). Белгилүү аянтагы заряддарды, I.8.6–формуланы интегралдоого оңой болгондой калыптагы туюк бет менен курчообуз керек. Биздин шартта мындай бет капталы тик бурчтуу параллелограмманы алуу ыңгайлуу. I.9.I-чиймеде заряддалган тегиздиктин жана андагы туюк беттин кесилиштин көрсөтүлгөн. Бул параллелограмманын төмөнкү (S_1) жана жогорку S_2 негиздери барабар, каптал беттери S_3 жана S_4 барабар болушат. Ушул тегиздиктердин сырткы беттерине нормаль $\bar{n}$ тургузабыз. Эми Остроградский-Гausстун формуласын (I.8.6) төмөндөгүдөй жазууга болот

$$\oint_S D_n dS = D_{n_1} S_1 + D_{n_2} S_2 + D_{n_3} S_3 + D_{n_n} S_n = q \quad (I.9.I)$$

S_1 жана S_2 беттерине тургузулган нормалдар индукция векторуна жарыш болгондуктан, $D_{n_3} = D_{n_4} = 0$, $\cos\alpha = 1$ болот, ал эми S_3 жана S_4 беттерине тургузулган нормалдар индукция векторуна перпендикуляр ($\bar{D} \perp \bar{n}$) болгондуктан, $D_{n_3} = D_{n_4} = 0$. Параллелограмдын S_1 жана S_2 беттери барабар экендигин эске алып, I.9.I-формуладан

$$2DS = q \quad (I.9.2)$$

туюнтманы алабыз.

Мындан $D = \frac{q}{2S}$ таап, $\frac{q}{S} = \sigma$ –тегиздиктин бирдик бетине туура келген заряддардын чоңдугу, же болбосо заряддардын беттик тыгыздыгы деп белгилесек

$$D = \frac{\sigma}{2} \quad (I.9.3)$$

алабыз, б.а. бир калыпта заряддалган чексиз тегиздиктин электр индукциясы, заряддардын беттик тыгыздыгынын жарымына барабар.

I.8.I-формуланы колдонуп. электр талаасынын чыңалышын табабыз

$$E=\frac{D}{\varepsilon_0}=\frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \qquad (I.9.4)$$

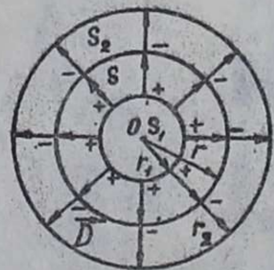
Берилген заряддар үчүн D жана E турактуу чоңдуктар болушуп, аралыкка көз каранды эмес экен б.а. мындай заряддалган тегиздиктин айланасындагы мейкиндиктин ар кандай чекиттеринде электр талаасы бирдей болот экен. Мындай талааны бир тектүү (калыптагы) талаа деп атап коюшат жана аны бирдей тыгыздыктагы жарыш күч сызыктар менен сүрөттөп көрсөтүшөт (I.9.I-чийме)

2.Жалпак конденсатордун электр талаасы. Мындай конденсатор катары эки жарыш жалпак тегиздиктердин катарын карайбыз (I.9.2-чийме).Конденсатордун тегиздиктеринин биреөнө $q+$ зарядын берсек, экинчиси ошондой эле терс заряддалат($q+=q-=$ $=q$). Бул заряддалган тегиздиктердин ар биреөнүн түзгөн талааларынын күч сызыктарын сызалы. Оң заряддардын күч сызыктары E_+ тутам, ал эми терс заряддалган тегиздиктен чыккан E_- күч сызыктар үзгүлтүктүү жарыш сызыктар түрүндө көрсөтүлгөн,Тегиздиктердеги оң жана терс заряддар барабар ($q_-=$ $=q_+=q$) болгондуктан, I.9.4- формуладан алар түзгөн талаалар да чоңдуктары боюнча бирдей, ($|\vec{E}_+|=|\vec{E}_-|$).Ошондуктан, конденсатор ээлеген мейкиндиктин I жана Ш бөлүмдөрүндө, $\vec{E}_+\uparrow\downarrow\vec{E}_-$ бул талаалар карама-каршы багытталып,жалпы суммасы нөлгө барабар. Ал эми бул тегиздиктердин ортосунда (П-бөлүм) $E_+\uparrow\uparrow E_-$ бул векторлор бир жакты көздөй багытталгандыктан кошулушат жана жалпы электр талаасы $E=E_+ + E_-=2E_+$ болот. I.9.4-формуланы эске алсак, конденсатордун ичиндеги электр талаасынын чыңалышы

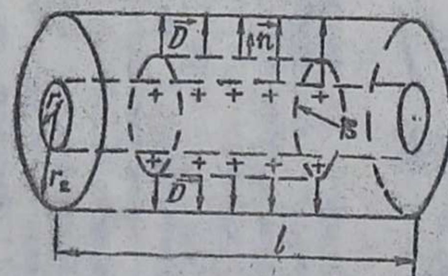
$$E=2E_+=\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \qquad (I.9.5.)$$

барабар болот, б.а. заряддалган бир тегиздикке салыштырганда эки эсе чоң болот. Ошентип, мындай заряддалган конденсатордун электр талаасы сыртында жок болуп,ал эми ичинде бир тектүү талаа пайда болот экен.

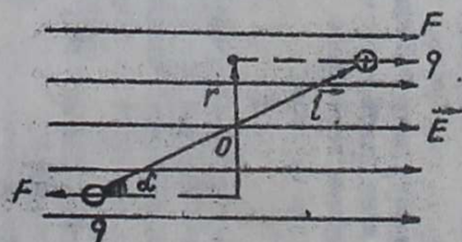
3.Бир калыпта заряддалган сферанын электр талаасы. Борборлош заряддалган эки шардын (шар конденсаторунун) ортосундагы электр талаасын карайлы (I.9 .3.-чийме) ички шардын



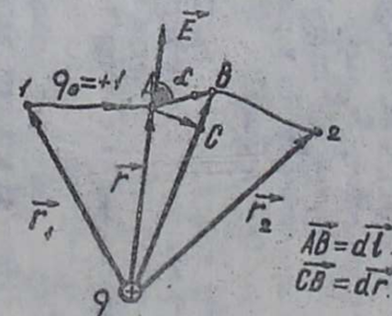
1.9.3 – ЧИЗМА



1.9.4 – ЧИЗМА



1.10.1 – ЧИЗМА



2.1.1 – ЧИЗМА.

радиусу r_1 ,сырткынын r_2 болсун. Эгерде сырткы шарга q-зарядын берсек, ички шарда ошондой эле чоңдуктагы оң заряд пайда болот ($q_- = q_+ = q$). Оң жана терс заряддар бири бири менен тартышкандыктан, оң заряд ички шардын сырткы бетине, ал эми терс заряддар сырткы шардын ички бетине жайланышат. Бул заряддардын түзгөн электр талаасынын күч сызыктары ички шардагы оң заряддардан башталып, сырткы шардагы терс заряддарда бүткөн радиалдык сызыктардан болушат. Ички шардагы заряддарды курчаган туюк бет катары радиусу болгон конденсаторго борборлош S сферасын алабыз. Остроградский-Гаусстун теоремасынан $N = DS = D4\pi r^2 = q$

ал эми мындан индукция вектору

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (I.9.6.)$$

Талаанын чыңалышы үчүн

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (I.9.7)$$

туюнтмаларды алабыз.

Акыркы формулалар чекиттүү заряддын түзгөн талаасынын туюнтмасы менен дал келет б.а. заряддалган шардын сыртындагы электр талаасы, ошол шардын борборунда жаткан заряддар түзгөн электр талаасына барабар болот экен. Биз жогоруда, шар конденсаторунун ички шарынын ичинде, сырткы шарынын сыртында электр талаасы болбой тургандыгын көрсөттүк. I.9.6. жана I.9.7.-формулалардан электр талаасын мүнөздөөчү чоңдуктар D жана E сырткы шардын r_2 радиусуна көз каранды эмес экендигин байкайбыз. Эгерде жалгыз шар көлөмү боюнча бирдей заряддалса, анда электр талаасы анын борборунда гана жок болот, да ал эми шардын ичинин калган чекиттеринде радиустун өсүшү менен электр талаасынын чыңалышы радиусуна пропорциялаш болуп чоңоет, б.а.

$$q \sim r^3 , \quad E \cdot 4\pi r^2 \sim r^3$$

Демек $E \sim r$ (I.9.11)

Мындай заряддалган шардын сыртындагы электр талаасы I.9.7-формула менен туюнтулат.

4. БИР КАЛЫПТА ЗАРЯДДАЛГАН ЦИЛИНДРДИН ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ.

Октош бири экинчисине кийгизилген заряддалган эки цилиндрдин (цилиндр конденсаторунун) электр талаасына көңүл буралы (I.9.4-чийме). Мурдагыдай эле бул цилиндрдин бирине $+q$ зарядын берсек экинчисине ошондой эле чоңдуктагы терс заряд пайда болот. Цилиндрлердин узундугун алардын радиустарына салыштырганда өтө чоң деп алалы ($\ell >> r_1, r_2$). Мындай цилиндрди чексиз узун деп кароого болот. Заряддардын түзгөн электр талаасынын күч сызыктары цилиндрдин радиусу боюнча багыталып, ички цилиндрден башталып сырткысында бүтүшөт. Остроградский-Гаустун теоремасын колдонуш үчүн, ички цилиндрдеги заряддарды курчаган радиусу r болгон туюк цилиндрди (S) алабыз. Бул цилиндрдин сырткы бетине n нормалын тургузуп $\bar{D}_n = \bar{D}$ экендигин көрөбүз. Эгерде цилиндрдин бирдик узундугуна туура келүүчү зарядды деп белгилесек, узундукка жайланышкан заряддардын саны болот.

Биз тандаган туюк цилиндрдин негиздеринен чыккан талаанын агымы нөлгө барабар болгондуктан ($\bar{D} \perp \bar{n}$), цилиндрин каптал бетинен чыккан электр агымы. Остроградский-Гаусстун формуласынан $N = D\,2\pi r\ell = q\ell$

же $D = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{q}{r}$ (I.9.I2).

же электр талаасынын чыңалышы үчүн

$$E = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r} \qquad (I.9.I3)$$

туюнтманы алабыз. Заряддалган шар сыяктуу эле, талаанын чоңдугу сырткы цилиндрдин радиусунан (r_2) көз каранды эмес экен. Ошондуктан I.9.I2 жана I.9.I3-формулаларды бир калыпта заряддалган цилиндрин электр талаасын мүнөздөйт деп айтууга болот.

I.I0. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИПОЛЬ

Белгилери карама каршы чоңдуктары бирдей болгон эки байланышкан заряддарды электр диполу деп аташат (I.I0.I-чийме). Мындай диполду бир тектүү электр талаасына жайлаштырсак Заряддарга карама каршы багыттагы эки F күчтөрү таасир этип. О чекитинин айланасында бурулушат.

Бул заряддарга таасир этүүчү күчтүн ийини

$$\vec{M} = [\vec{F} \times \vec{r}] = q\ell E \sin\alpha \qquad (I.I0.I)$$

б.а. заряддын чоңдугу q менен алардын ортосундагы l аралыгынын көбөйтүндүсүнө жараша болот.
Эгерде биз $ql = p$ диполдун электрдик ийини деп атасак, күчтүн ийинин электрдик ийин менен төмөндөгүдөй байланышат.

$$\vec{M} = [\vec{p} \times \vec{E}] = pE \sin(\vec{p} \cdot \vec{E}) \qquad (I.10.2)$$

Диполь электр талаасында анын электрдик ийининин багыты талаанын чыңалышынын багыты менен дал келгенге ($\alpha = 0$) айланат экен.
Электр диполунун жардамы менен физикадагы көп кубулуштар түшүндүрүлөт. Мисалы: диэлектриктердеги атомдорду жана молекулаларды, кээ бир кристаллдардагы молекулаларды, өткөргүчтүн йесиндисин электр талаасында диполдор катары каралышат.

Глава- 2. Потенциал, потенциалдардын айырмасы

2.I. Электростатикалык талаанын жумушу

Электр талаасынын касиетин тереңирээк түшүнүш үчүн потенциалдардын айырмасы же электрдик чыңалуу деген түшүнүктөр киргизилет. Ал үчүн кыймылсыз турган q заряддын электр талаасындагы q_0 зарядды жылдыруудагы аткарылган жумушту карайлы (2.I.I-чийме). Кыймылсыз заряддын түзгөн талаасы электростатикалык деп аталат. Тынч турган $+q$ заряддынын түзгөн чыңалышы болгон талаада I-чекиттен 2-чекитке өлчөгүч заряд $q_0 = +1$ жылып жумуш аткарылсын. Адегенде dl аралыкка жылганда элементардык жумуш

$$dA = Fdl \cos\alpha = Fdr = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r^2}dr \qquad (2.I.I)$$

аткарылат, мында $dr = dl\cos\alpha$. Ал эми I-чекиттен 2-чекитке зарядды жылдырууга жумшалган жумуш төмөндөгүдөй аныкталат

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (2.I.2)$$

мында r_1 жана r_2 өлчөгүч заряддын I-жана 2-чекиттеги абалдарын мүнөздөөчү радиус-векторлор.

Бул туюнтмадан, электростатикалык талаада аткарылган жумуш жылуучу заряддын баштапкы жана акыркы абалдарына гана көз каранды болуп, басып өткөн жолдун узундугуна жараша болбойт экен.

Мындай талаа <u>потенциалдуу</u> деп аталат. Ошол эле заряддын акыркы абалдан мурдагы абалга (I-чекитке) келгендеги жумушун карасак (2.I.2-чийме), ал

$$A_{21} = \frac{qq_n}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right) \qquad (2.I.3.)$$

барабар жана $A_{21} = -A_{12}$ болоруна оңой эле ишенүүгө болот. Эми ушул заряддын I-чекиттен чыгып, I-а-2 жолду басып, кайра 2-в-I жол менен баштапкы абалына айланып келгендеги толук жумушту эсептесек

$$A = A_{12} + A_{21} = A_{12} - A_{12} = 0 \qquad (2.I.4)$$

нөлгө барабар болорун алабыз, б.а. электростатикалык талаанын зарядды туюк жол боюнча жылдыруудагы жумушу нөлгө барабар экен, 2.I.4 туюнтманы төмөндөгүдөй жазууга болот

$$A = \oint_{1-a-2-b-1} dA = \oint_L F\,dl = \oint_L q_0 E\,dl\cos\alpha = q_0 \oint_L E_l\,dl = 0$$

Мында $\oint_L$ -туюк L жолу боюнча интегралдын белгиси $E_l = E\cos\alpha$ электр талаасынын заряд басып, өткөн жолуна түшкөн проекциясы б.а.

$$\oint_L E_l\,dl = 0 \qquad (2.I.6)$$

Бул туюнтма электр талаасынын циркуляциясы деп аталат, электр талаасынын бирдик зарядды $q_0 = 1$ туюк L жолу боюнча аткарган жумушун мүнөздөйт. Эгерде талаанын циркуляциясы нөлгө барабар болсо, талааны <u>потенциалдуу</u> деп аташат. Демек электростатикалык талаа <u>потенциалдуу</u> экен. Физикалык мааниси-электростатикалык талаа оң заряддардан башталып терс заряддарга кирипет (I.7.3.-чийме), б.а. талаанын күч сызыктары туюк болушбайт. Биз кыймылсыз бир заряддын электр талаасындагы жумушту карадык. Эгерде кыймылсыз топ заряддардын электростатикалык талаасындагы аткарылган жумушту карасак, жалпы жумуш

$$A = \sum_{i=1}^{N} A_i \qquad (2.I7)$$

ар бир заряд түзгөн талаанын аткарган A_i жумуштарынын алгебралык суммасына барабар болот. Ар бир заряд түзгөн электр талаасы потенциалдуу болгондуктан, кыймылсыз заряддардын тобунун түзгөн электр талаасы да потенциалдуу (электростатикалык) болот.

2.2. Потенциал. Потенциалдардын айырмасы. Электр талаасынын чыңалышы менен потенциалдар айырмасынын байланышы.

Электростатикалык талаанын аткарган жумушуна (2.I.2) дагы көңүл буралы,

$$A_{12}=\frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)=\frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_1}-\frac{qq_0}{r_2}, \qquad (2.2.1)$$

Механикадагы потенциалдуу талаадагы аткарылган жумуш менен потенциалдуу энергиялар жөнүндөгү түшүнүктөрдү эстеп, электростатикалык талаанын аткарган жумушуна (2.2.I) салыштырып, барабардыктын оң жагындагы мүчөлөрдү

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r_1}=W_{p1}, \quad \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r_2}=W_{p2} \qquad (2.2.2)$$

q зарядды түзгөн электр талаасындагы өлчөгүч q_0 зарядынын биринчи (r_1) жана экинчи (r_2) абалдарындагы потенциалдык энергиясы деп алсак болот, б.а.

$$A_{12}=W_{p1}-W_{p2} \qquad (2.2.3)$$

Эгерде биз бул потенциалдык энергиялардын өлчөгүчтө q_0 зарядка болгон катышын алсак,

$$\frac{W_{p1}}{q_0}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r_1}=\varphi_1, \quad \frac{W_{p2}}{q_0}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r_2}=\varphi_2 \qquad (2.2.4)$$

бул чоңдуктар талааны түзгөн q зарядынын чоңдугуна жана өлчөөчү заряддын мейкиндиктеги абалына (r_1, r_2) гана көз каранды болот экен. Ошондуктан, бул чоңдуктарды электростатикалык талааны мүнөздөөчү чоңдук катары пайдаланууга болот жана алар талаанын берилген чекиттеги потенциалы деп аталат. Потенциал сан жагынан талаанын берилген чекитиндеги бирдик оң заряддын потенциалдык энергиясына барабар.

Аткарылган жумушту (A_{12}) талаанын потенциалдары аркылуу төмөнкүдөй жазып алууга боло

$$A_{12}=W_{p1}-W_{p2}=q_0(\varphi_1-\varphi_2)=-q_0(\varphi_2-\varphi_1), \qquad (2.2.5)$$

талаанын потенциалын жумуш аркылуу өлчөөгө болот экен, бирок талаанын берилген чекитиндеги потенциалды аныкташ үчүн анын башка чекитиндеги потенциалы белгилүү болуш керек. Демейде, талаанын экинчи чекитин чексизде жайлашат ($r_2 \to \infty$).

деп алышат жана $\varphi_2=0$ болот. Мындай шартта биринчи чекиттеги потенциал

$$\varphi_1=\frac{A_{1\infty}}{q_0}$$

электр талаасынын бирдик оң зарядды берилген чекиттен чексизге жылдырган жумушка барабар болот экен.

$$\varphi_2-\varphi_1=\Delta\varphi=U_{21}=U \qquad (2.2.6)$$

Бул туюнтма, талаадагы потенциалдардын айырмасы ($\Delta\varphi$ же чыңалуусу же чыңалуунун төмөндөөсү (U) деп аталат.
2.2.5 -2.2.6 -формулалардан

$$\Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1=A_{21}/q_n \qquad (2.2.7)$$

потенциалдардын айырмасы талаанын экинчи (r_2) чекитинен биринчи (r) чекитине бирдик оң зарядды жылдыргандагы жумушка барабар экен.

Ошентип, потенциал, потенциалдардын айырмасы же чыңалуу электр талаасын энергетикалык (жумуш аркылуу) мүнөздөөчү чоңдук экен. Эми электр талаасын мүнөздөөчү күчтүк (вектордук) чоңдук -талаанын чыңалышы E менен потенциалдардын айырмасынын ортосундагы байланышты табайлы.

2.2.5. жана 2.I.6 формулалардан

$$A_{12}=-q_n(\varphi_2-\varphi_1)=-q_nU=+q_n\int_1^2 E_e\,dl \qquad (2.2.8)$$

Мындан $E_l=-dU/dl$

бул туюнтмада dU-потенциалдын өзгөрүшү, dl -жылыш вектору. dU/dl-потенциалдын берилген багыт боюнча өзгөрүшүнүн ылдамдыгын мүнөздөйт. Жалпы жөнүнөн электр талаасынын чыңалышын E потенциалдын градиенти аркылуу байланыштырып көрсөтүшөт,

$$\vec{E}=-\mathrm{grad}\,\vec{\varphi} \qquad (2.2.9)$$

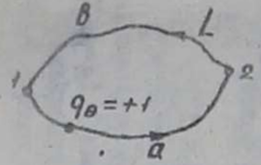
Скалярдык ар кандай φ чоңдугунун градиенти ошол чоңдуктун тез өсүүчү багыты менен дал келүүчү вектор болуп эсептелет, б.а. электр талаасынын чыңалышы терс белгидеги потенциалдын градиентине барабар.

Потенциал же чыңалуунун өлчөө бирдиги:

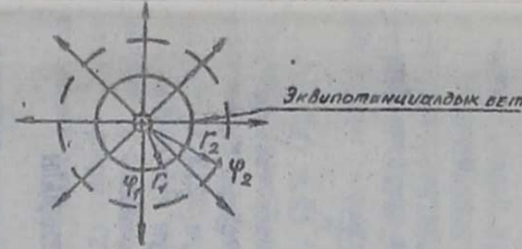
СИ системасында $[\varphi]=[U]$ =Вольт (B)

СГСЭ системасында $[\varphi]=[U]=СГС_u$

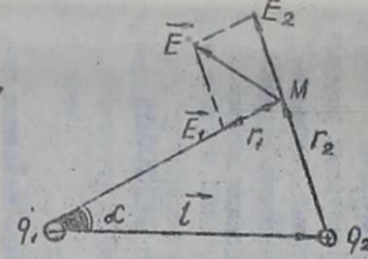
Эквипотенциалдуу бет -потенциалдары бардык чекиттеринде бирдей болгон бетти аташат. Эквипотенциалдуу беттин жардамы менен электр талаасын графиктүрүндө көрсөтүүгө болот.



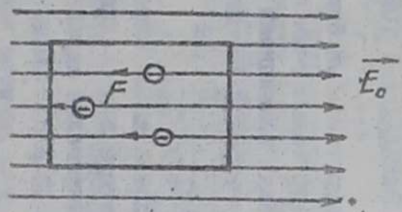
2.1.2 - чийме.



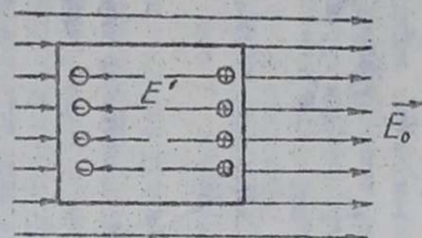
2.3.1 - чийме



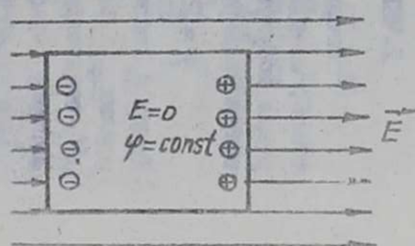
2.3.2 - чийме



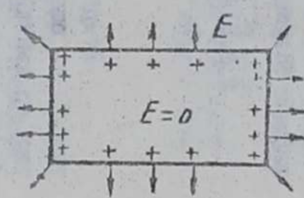
3.1.1 $\frac{а}{}$ чийме



3.1.1 $\frac{б}{}$ чийме



3.1.2 $\frac{а}{}$ чийме



3.1.2 $\frac{б}{}$ чийме

Потенциалдары бирдей болгон чекиттерди бириктирип, эквипотенциалдуу сызыктарды алабыз. Электр талаасынын чыңалыш $\bar{E}$ вектору эквипотенциалдык линияларга дайыма перпендикуляр болот. Мисалы, чекиттүү заряддын талаасынын эквипотенциалдык сызыктары зарядды курчаган борборлош айланалардан болушат. (2.3.1-чийме)

2.3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ПОТЕНЦИАЛДАРЫН АНЫКТООНУН МИСАЛДАРЫ

1. Чекиттүү заряддын потенциалы

Эгерде мейкиндиктин ар бир чекитинде талаанын чыңалышы же ошол талааны түзгөн заряд белгилүү болсо, талаанын ар кандай чекитиндеги потенциалды аныктоого болот. Аныктама боюнча талааны потенциалы ошол берилген чекиттен бирдик оң зарядды чексизге жылдырууга зарыл жумушуна барабар

$$\varphi=\frac{A_{1\infty}}{q_0}=\int_r^{\infty}E\,dr=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\int_r^{\infty}\frac{dr}{r^2}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r}. \qquad (2.3.1)$$

б.а. чекиттүү q заряддынын потенциалы аралыкка тескери пропорциялаш болуп өзгөрөт жана эквипотенциалдык бетте борборлош, зарядды курчаган сфералар болушуп (2.3.1-чийме), электр талаасынын чыңалыш векторлорунун күч сызыктары бул сфералык беттерге перпендикуляр болушат.

2. ЧЕКИТТҮҮ ЗАРЯДДАРДЫН ТОБУНУН ПОТЕНЦИАЛЫ

Эгерде электр талаасын бир нече чекиттүү заряддар түзсө, алардын электр талаасынын чыңалыштары векторлор түрүндө кошулушса, жалпы потенциалы ар бир заряддын түзгөн потенциалдарынын алгебралык суммасына барабар болот,

$$\varphi=\sum_{i=1}^{N}\varphi_i=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{r_i} \qquad (2.3.2.)$$

Мында q_i заряддан потенциалды өлчөөчү чекитке чейинки r_i аралык. Мисал катары электр диполунун түзгөн талаасынын M -чекитиндеги потенциалын карайлы (2.3.2-чийме) ($q_1=q_2=q$) Жогорку формуладан (2.3.2) M чекиттиндеги потенциал

$\varphi=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_1}\right)$ аныкталат.

Эгерде $l \ll r_1, r_2$ болсо $r_1 r_2 = r^2$

$$r_1 - r_2 = l\cos\alpha$$ болот, анда

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q\,l\cos\alpha}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{p\cos\alpha}{r^2} \qquad (2.3.3)$$

деп жазууга болот, б.а. потенциал диполдун электр ийини $\vec{P}$ түз пропорциялаш, аралыктын квадратына тескери пропорциялаш, болуп, диполго салыштырмалуу талаанын потенциалын аныктоочу чекиттин абалына (α бурчуна) жараша болот экен.

3.ШАР КОНДЕНСАТОРУНУН ПОТЕНЦИАЛЫ.

Шар конденсаторунун электр талаасынын чыңалышын (E) § I.9 карагандыз (I.9.3-чийме).Эми ошол талаанын потенциалын аныктайлы.Электр талаасы шарлардын ортосунда гана болгондуктан потенциалды да талаа бар мейкиндиктен издейбиз. Борбордон кандайдыр бир аралыгындагы потенциал

$$\varphi = \int_{r_1}^{r_2} E\,dr = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (2.2.4)$$

барабар болот.Конденсатордун ички жана сырткы шарларынын радиустары r_1, r_2 турактуу болгондуктан,

$$\varphi_0 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (2,2\ 5.)$$ турактуу чондук болот.

Мындан $$q = 4\pi\varepsilon_0\varphi_0\frac{r_2 r_1}{r_2 - r_1} \qquad (2.2.5)$$

заряд q нун (2.2.5) маанисин (2.2.4) формулага коюп, потенциал үчүн

$$\varphi = \varphi_0\frac{(r - r_1)r_2}{r(r_2 - r_1)} \qquad (2.2.6)$$

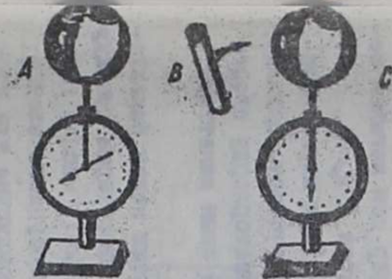
туюнтманы алабыз.Берилген конденсаторго белгилүү q зарядын берсек φ_0 турактуу чондук болот. 2.2.6 формуланы пайдаланып, шар конденсаторунун ичиндеги ар кандай чекиттеги (r) потенциалды аныктоого болот.

Глава- 3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ӨТКӨРГҮЧТӨР

3.I.Өткөргүчтөрдүн электр талаасындагы абалы

Өткөргүчтөрдө эркин электрондор болгондуктан, кандайдыр сырткы күчтүн таасири астында алар өткөргүч боюнча жыла алышат. Эгерде өткөргүчтүн бир бөлүгүн электр талаасына жайгаштырсак, андагы электрондорго электр талаасы таасир этип ($\bar{F}=e\bar{E}$), багытталган кыймылга келишип, токту пайда кылышат. Бирок, бул ток өтө кыска убакытта эле токтоп калат. Себеби, электрондор өткөргүчтүн чыгып кете албайт да анын бир учуна жыйналат, ал эми карама каршы учуна оң заряддар чогулат (3.I.I.-чийме). Мындай абалды (ток токтогондо) оң жана терс заряддардын тең салмактуу абалы менен түшүндүрүлөт жана ал үчүн төмөнкү шарттар талап кылынат: I. Өткөргүчтүн ичинде электр талаасы жок ($E=0$), же өткөргүчтүн ичинде потенциал туруктуу болот ($\varphi=const$) (3.I.2^{a}-чийме).

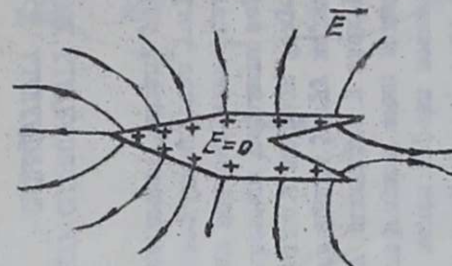
2. Өткөргүчтүн сырткы бетинин ар бир чекитине электр талаасынын чыңалышынын күч сызыктары перпендикуляр багытталат. Ошондуктан өткөргүчтүн сырткы бети эквипотенциалдык бет болот. (3.I.2б-чийме). Эгерде өткөргүчтү заряддасак, анда заряддар тең салмактуулук сакталгандай болушуп жайгарышат (3.I.2^{б}-чийме). Өткөргүчтүн ичинде электр талаасы жок болгондуктан, Остроградский-Гаусстун теоремасы боюнча заряддардын суммасы да нөлгө барабар болот. Ал эми сырттан берилген заряддар өткөргүчтүн сырткы бетине тең салмактуулуктун шарттары сакталгандай болуп жайгарышат. Ошондуктан мындай өткөргүчтүн ички бөлүгүн алып салса да сырткы заряддын жайгарышына таасирин тийгизбейт. Мисал катары ичи көңдөй металлдан жасалган шарды изоляторго бекитип заряддайбыз. Учунда металл шарчасы бар изолятордон жасалган В таякчанын С электрометрдин жардамы менен көңдөй А шардагы заряддардын жайгарышын изилдейбиз (3.I. 3 -чийме) Адегенде А шарчасын заряддайбыз В таякчасын А шарынын тешиги аркылуу ичинде тийгизип анан электрометрге тийгизебиз электрометр эч нерсе көрсөтбөйт. Эгерде В таякчасын А шарынын сырткы бетине анан С электрометрине тийгизсек анын жебеси кыйшаят. Демек, көңдөй металлдан жасалган шарды заряддаганда заряддар анын сырткы бетинде гана жайгарышат экен. Экинчи мисал катары, изолятордон жасалган таякчаларга тартылган, эки бетине жеңил кагаз баракчалары илинген металл торчону карайбыз (3.I.4-чийме). Бул торчону заряддасак анда эки бетин-



3.1.3 - чизма

3.1.4 - чизма

3.1.5 - чизма



3.1.6 - чизма

деги баракчелар ачылат. Эгер бул торчону туюктап цилиндр жасасак ичиндеги баракчалар түшүп, сыртындагылар көбүрөөк көтөрүлөт, б.а. заряддардын бардыгы торчо цилиндринин сыртына чыгат (3.1.5-чийме). Өткөргүчтүн бул касиети электр аппараттарды сырткы электр талааларынан коргоо (экрандоо) үчүн колдонулат, б.а. аппаратарды металлдан жасалган торчо менен курчап коюшат. Заряддардын металлдардын бетине жайгарышы анын калыбына жараша болот. 3.1.6-чиймеде учтуу цилиндрдеги электр зарядынын жайгарышы көрсөтүлгөн. Цилиндрдин учтуу жеринде заряддар тыгызыраак, чункурунда тыгыздыгы азыраак болуп жайланышат.

Электр талаасынын чыңалышы заряддардын тыгыздыгына түз пропорциялаш болгондуктан, цилиндрдин учтуу жеринде талаа күчтүү болот. Ошондуктан учтуу металлдарды белгилүү чондукка заряддагандан баштап, учунан заряддар "учуп" чыга баштайт.

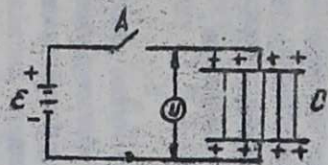
3.2. ЭЛЕКТР СЫЙЫМДУУЛУГУ. ЖӨНӨКӨЙ КОНДЕНСАТОРДУН СЫЙЫМДУУЛУГУ

Ортосундагы электр талаасынын күч сызыктары биринен башталып экинчисинде бүткөн эки өткөргүчтү конденсатор деп атайт. Өткөргүчтөрдүн ортосунда талаа пайда болсун үчүн аларды заряддоо керек. Биринен башталган күч сызыктар экинчисинде бүтсүн үчүн алардагы заряддар сан жагынан барабар, белгилери карама-каршы болушу зарыл ($q_+ = q_-$)

Эң жөнөкөй конденсаторлорго жалпак (эки жарыш пластиналар), шар (борборлош эки сфера өткөргүчтөрү, цилиндр (эки октош өткөргүч-цилиндрлер) конденсаторлорду атоого болот. Конденсаторду түзүүчү өткөргүчтөр анын канаттары (обкладкалары) деп аталат.

Конденсаторду чиймеде эки жарыш сызык менен белгилешет . Конденсаторду заряддоо үчүн анын канаттарын чыңалуунун булагына туташтыруу керек (3.2.1-чийме), мисалы гальваникалык элементеринин батареясынын ортосундагы электр талаасынын чыңалышы алардагы заряддын чоңдугуна түз пропорциялаш.

Конденсаторлордун заряддарды жыйноо жөндөмдүүлүгү



3.2.1- чийме

3.2.2 -чийме

электр сыйымдуулугу менен мүнөздөлөт. Электр сыйымдуулугу (С) конденсатордогу заряддардын чоңдугуна (q) түз пропорциялаш,, ал эми обкладкалардын ортосундагы чыңалууга (U) тескери пропорциялаш болгон физикалык чоңдук,

$$C = \frac{q}{U} \qquad (3.2.1)$$

Сыйымдуулуктун бирдиги СИ системасында

$$[C] = \frac{[q]}{[U]} = \frac{Кл}{В} = Фарада\ (Ф)$$

1.Эгерде канаттарына 1Кл заряд бергенде алардын ортосунда 1 В чыңалуу пайда болсо, конденсатордун сыйымдуулугу 1 Ф болот.

Конденсатордун сыйымдуулугу, эмнелерге көз каранды? Бул суроого жооп бериш үчүн жарыш жайланышкан эки металл дискалардын ортосундагы аралык өзгөрө тургандай кылып изоляторго бекитебиз (жалпак конденсатор) (3.2.2-чийме). Конденсатордун дискаларын электрометрге туташтырабыз. Конденсаторго заряд берилгенде электрометрдин жебеси белгилүү бурчка кыйшаят. Электрометр канаттардын ортосундагы чыңалуунун (потенциалдардын айырмасын) өлчөйт. Биздин шартта, конденсатордогу заряддын чоңдугу туруктуу ($q = const$).
1.Канаттарды бири биринен алыстатканда электрометрдин жебеси чоңураак бурчка кыйшаят, ал эми аларды жакындатсак чыңалуу азайганын көрөбүз. 3.2.1-формуладан

$$U = \frac{q}{C} \qquad (3.2.2)$$

Заряд туруктуу болгондуктан, чыңалуунун көбөйтүшү сыйымдуулук (C) азайганда болушу мүмкүн, же тескерисинче сыйымдуулук көбөйсө чыңалуу азаят. Ошентип, бул тажрыйбадан конденсатордун сыйымдуулугу анын канаттарынын ортосундагы аралыка тескери пропорциялаш экендигин аныктадык,

$$C \sim \frac{1}{d} \qquad (3.2.3.)$$

Конденсатордун канаттарын белгилүү аралыкка жайгаштырып ($d = const$) электрометрдин жебесинин абалын байкап, дискаларды жарыш тегиздикте карама-каршы багытта жылдырабыз. Мындай кылганда бири биринин каршысындагы дискалардын аянты өзгөрөт. Мындан биз сыйымдуулук дисканын аянтына түз пропорциялаш экендигине ишенебиз

$$C \sim S \tag{3.2.4}$$

3.Эки канатты белгилүү аралыкка коюп жана заряддап ($d = const, q = const$), электрометрдин жебесинин абалын байкап коебуз. Эки канатынын ортосуна ар түрдүү диэлектриктерди айнек, кагаз, пластик ж.б. киргизебиз.Диэлектрикти киргизгенде электрометрдин жебесинин төменүрөөк түшкөнүн көрөбүз, демек конденсатордун сыйымдуулугу чоңоет экен.Сыйымдуулуктун өзгерүүү ар түрдүү заттар үчүн ар башка болорун байкайбыз.

Эгерде конденсатордун канаттарынын ортосунда вакуум болгондогу сыйымдуулугун C_0 , ал эми диэлектрик салынгандагы сыйымдуулугун С деп белгилесек, бул эки чоңдуктун катышы

$$\frac{C}{C_0} = \varepsilon \tag{3.2.5}$$

затты диэлектриктик өтүмдүүлүгү деп аталат. Диэлектриктик өтүмдүүлүк заттардын электрдик касиетин мүнөздөйт жана заттын касиетине, абалына жараша болот.

3.3.СЫЙЫМДУУЛУКТУ АНЫКТООНУН МИСАЛДАРЫ

Эгер конденсаторлордогу заряддар q белгилүү болсо, жана заряд аркылуу канаттарынын ортосундагы чыңалуу U аныкталса, сыйымдуулукту табууга болот.

I.Жалпак конденсатордун сыйымдуулугу

Конденсатордун пластиналарынын ортосундагы аралыкты алардын өлчөмдөрүнө салыштырганда өтө кичинекей деп алсак, чексиз өлчөмдүү пластиналардан турган конденсатор үчүн табылган чыңалыштын формуласын колдонсок болот (I.9.5. формуланы кара). Жалпак конденсатордун канатарынын ортосундагы чыңалуу (I.9.2-~~сүрөт~~):

$$U = \int_0^d E\,dx = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}\int_0^d dx = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} d \tag{3.3.I}$$

Мында $\sigma = q/S$ заряддын беттик тыгыздыгы, d -канаттардын ортосундагы аралык. Бул формуланы сыйымдуулуктун формуласына (3.2.I) коюп

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q\varepsilon_0}{\sigma d} = \varepsilon_0 \frac{S}{d} \tag{3.3.2}$$

Эгерде конденсатордун канаттарынын ортосу диэлектриктик өтүмдүүлүгү ε болгон диэлектрик менен толтурулган болсо, анын сыйымдуулугу ε эсе чоң боло

б.а. $$C = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{S}{d} \qquad (3.3.3)$$

Бул туюнтмалар (3.3.2 3.3.3) жалпак конденсаторлордун сыйымдуулугун аныктайт.

2. <u>Шар конденсатору</u>. Эгерде мындай конденсатордогу заряд q болсо, анын канаттарынын ортосундагы чыңалуу 2.2.5-формуланын негизинде (I.9.3 -чийме)

$$U = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (3.3.4)$$

барабар мында r_1, r_2 ички жана сырткы сфера канаттарынын радиустары. Анда конденсаторунун сыйымдуулугу

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\varepsilon_0}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \qquad (3.3.5)$$

барабар болот. Эң четки учурларын карайлы: $r_2 \gg r_1$, $\frac{1}{r_2} \to 0$

ал эми сыйымдуулук

$$C = 4\pi\varepsilon_0 r_1 \qquad (3.3.5)$$

Бул жалгыз шардын сыйымдуулугу деп аталат жана анын радиусуна түз пропорциялаш экен

б/эки сферанын ортосундагы аралык d өтө кичинекей, б.а. $r_2 \approx r_1$ Бул шартта конденсатордун сыйымдуулугу ($d = r_2 - r_1$; $r_1 \cdot r_2 \approx r^2$)

$$C = 4\pi\varepsilon_0 \frac{r^2}{d} = \varepsilon_0 \frac{S}{d} \qquad (3.3.6)$$

Мында $S = 4\pi r^2$ сфералык беттин аянты.

Бул формуланы жалпак конденсатордун сыйымдуулугу (3 3.2) менен салыштырып, шар конденсаторун, канаттары бири-бирине өтө жакын жайланышканда жалпак конденсатор деп кароого болот экен.

3.4. КОНДЕНСАТОРЛОРДУ ТУТАШТЫРУУ

Конденсаторду шайыкталган чыңалуудан чоң потенциалдардын айырмасына туташтырсак, канатарынын ортосунан электр жалыны чыгып тешилет (иштен чыгат). Мындай чыңалууну <u>тешүү</u> деп аташат.

Конденсаторлор электротехника, радиотехника ж.б. тармак-

тарда өтө кеңири колдонулат. Өнөр жайдан ар түрдүү типтеги (кагаздан, электролиттик, өзгөрмөлүү ж.б.) белгилүү чыңалууга жана сыйымдуулукка ылайыкталган конденсаторлор чыгарылат. Турмушта даяр конденсатордун параметрине туура келбеген сыйымдуулуктагы жана чыңалууга эсептелген конденсаторлор керек болот.
Мындай керектүү сыйымдуулуктагы жана чыңалууга эсептелген конденсаторду алыш үчүн колдо бар конденсаторлорду жарыш жана удаалаш туташтыруу керек.

I. ЖАРЫШ ТУТАШТЫРУУ

Конденсаторлорду жарыш туташтырганда (3.4.I-чийме) алар үчүн берилген чыңалуу жалпы болот,

$$q_1 = C_1 U\ ,\ q_2 = C_2 U, \ldots q_n = C_n U \qquad (3.4.I)$$

Конденсаторлордогу жалпы заряд алардын ар бириндеги заряддардын суммасына барабар болот

$$q = \sum_{i=1}^{n} q_i = U \sum_{i=1}^{n} C_i \qquad (3.4.2)$$

Бул туюнтмадан

$$C = \frac{q}{U} = \sum_{i=1}^{n} C_i = C_1 + C_2 \ldots + C_n \qquad (3.4.3)$$

Конденсаторлор жарыш туташтырганда алардын сыйымдуулуктары кошуларын, ал эми чыңалуу өзгөрбөшүн көрөбүз.

2. Удаалаш туташтыруу. Конденсаторлордун канаттары бир тизмекке тизилип, чыңалуу булагына туташтырганда, ар бириндө чоңдуктары барабар болгон заряддар индукцияланышат (3.4.2-чийме)

$$q_1 = q_2 = q_3 = \ldots q_n \qquad (3.4.4)$$

Конденсаторлордун сыйымдуулуктары ар түрдүү болгондуктан, алардын ар биринин канаттарындагы чыңалуулар айырмаланышат

$$U_1 = q/C_1\ ,\ U_2 = q/C_2, \ldots, U_n = q/C_n \qquad (3.4.5)$$

Бул чыңалуулардын суммасы удаалаш туташтырылган конденсатордун батареясына берилген потенциалдардын айырмасына барабар болот

$$U = U_1 + U_2 + \ldots + U_n = \sum_{i=1}^{n} U_i = q \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i} \qquad (3.4.6)$$

Бул туюнтмадан конденсаторлордун удаалап туташтырылган батереяларынын жалпы сыйымдуулугу

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\ldots+\frac{1}{C_n} \qquad (3.4.7)$$

ар биринин сыйымдуулугуна тескери пропорциялаш болуп кошулушарын көрөбүз. Мындай кошкондо жалпы сыйымдуулук азаят, бирок тешүүчү чыңалуу (жогорку чыңалууга иштөө жөндөмдүүлүгү) көбөет.

Эгерде бизге сыйымдуулугу жана тешүүчү чыңалуусу чоң конденсатор керек болсо, анда колдо бар конденсаторлорду жарыш жана удаалаш туташтыруу керек (3.4.3-чийме)

3.5.ЗАРЯДДАЛГАН КОНДЕНСАТОРДУН ЭНЕРГИЯСЫ.ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЭНЕРГИЯСЫ

Биз төмөндөгү тажрыйбага көңүл буралы (3.5.I-чийме).Конденсаторду адегенде ток булагынын батериясына (Б) туташтырып, U чыңалуусуна чейин заряддайлы. Андан кийин A алакоштугучту I-абалдан 2-абалга котерсок, конденсатор лампача аркылуу чынжырга туюкталат жана A лампачанын жалт өткөнүн көрөбүз. Демек, заряддалган конденсатордо энергия топтолот экен. Бул энергия эмнеге барабар? Конденсаторго лампачаны кошкондо анын канаттарындагы электр заряддары лампача аркылуу разряддалып чынжырда ток пайда болот.Эгерде мындай кубулушта dq заряды разряддалса анда аткарылган жумуш

$$dA = U dq \qquad (3.5.I)$$

барабар болот. $U=q/C$ болгондуктан 3.5.I-туюнтмадан алабыз

$$dA=\frac{q}{C}dq \qquad (3.5.2)$$ алабыз

Конденсатор толук разряддалгандагы жумуш ошол конденсаторго топтолгон энергияга W барабар болот, б.а.

$$A=W=\frac{1}{C}\int\limits^{q} q\,dq=\frac{1}{C}\frac{q^2}{2} \qquad (3.5.3)$$

эгерде зарядды ($q=UC$) чыңалуу аркылуу туюндурсак, аткарылган жумушту конденсатордун сыйымдуулугу жана чыңалуусу аркылуу туюнтабыз

$$W=\frac{1}{2}CU^2 \qquad (3.5.4)$$

Ушул эле жол менен бул формуланы заряд q жана чыңалуу U

аркылуу туюнтса да болот

$$W=\frac{1}{2}qU \qquad (3.5.5)$$

Бул туюнтмалардан (3.5.3- 3.5.5) заряддалган конденсатордогу энергия, топтолгон заряддын чоңдугуна, сыйымдуулукка жана заряддалгандагы чыңалуунун U чоңдугуна жараша болот экен.

Эми ушул заряддалган конденсатордогу энергия анын кайсыл жеринде сакталат - заряддар топтолгон канаттардабы, же канаттарынын аралыгында пайда болгон электр талаасындабы деген суроо туулат.
Бул суроого электростатикада (туруктуу электр талаасында) так жооп берүү кыйын, себеби заряддарды электр талаасынан ажыратууга мүмкүн эмес. Бул суроого ачык жоопту электромагниттик талааны караганда алууга болот.
Электромагниттик толкундар энергия алып жүрөрүн (радиостанциядан уналгыга, телестанциядан сыналгыга) баардыгыбызга белгилүү. Бул толкундар заряддардан бөлүнүп мейкиндикте таралышат б.а. заряддар жок болсо деле жоголушпайт.

Ошондуктан, электромагниттик толкунда энергия топтолот. Ал эми бул толкун өзгөрмөлүү электр жана магнит талааларынан тургандыктан, заряддалган конденсатордо энергия канаттарынын ортосундагы электр талаасы бар мейкиндикте сакталат деп жыйынтык чыгарууга болот.

Конденсатордогу энергияны электр талаасынын чыңалышы менен туюнтуп көрөлү, 3.5.4 формуланы жалпак конденсаторго колдонуп, анын сыйымдуулугун $C=\varepsilon\varepsilon_0 S/d$ пайдаланып, жана өзгөртүп

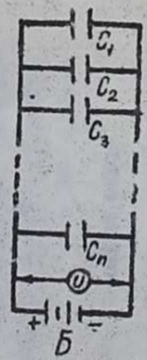
$$W=\frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0\frac{S}{d}U^2=\frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0(U/d)^2Sd$$

Мында $E=\frac{U}{d}$, $Sd=V$ көлөм экендигин эске алсак

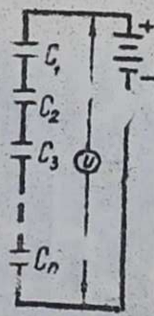
$$W=\frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0E^2V \qquad (3.5.6.)$$

Бул конденсатордун канаттарынын аралыгында чыңалышы E болгон электр талаасы ээлеген V көлөмдөгү энергия болуп эсептелет. Бул энергиянын тыгыздыгы

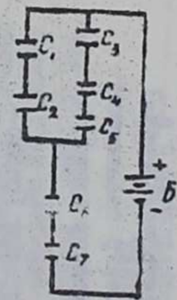
$$w=\frac{W}{V}=\frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0E^2 \qquad (3.5.7)$$



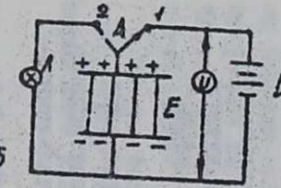
3.4.1 - чизма



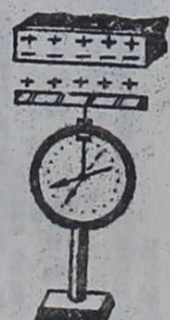
3.4.2 - чизма



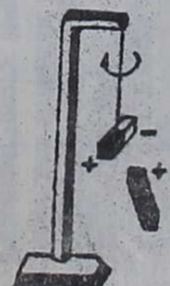
3.4.3 - чизма



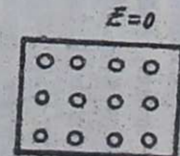
3.5.1 - чизма



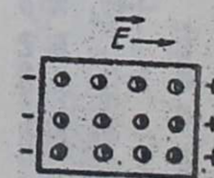
4.1.1 - чизма



4.1.2 - чизма



4.1.3 - чизма



4.1.4 - чизма

ошол талаанын чыңалышынын квадратына түз пропорциялаш экен.

Глава-4. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИЭЛЕКТРИКТЕР

4.1.Диэлектриктердин поляризацияланышы. Поляризация вектору $\vec{P}$

Электр талаасына диэлектриктерди киргизгенде, электр талаасы өзгөрөт. Диэлектриктердин электр талаасына тийгизген таасирин аныкташ үчүн тажрыйбага көңүл буралы (4.1. 1-чийме).Электрометрге жалпак конденсатордун бир канатын (тегерек жалпак металл) туташтырып аны заряддап, электрометрдин жебесинин абалын байкап коебуз. Эгерде электрометрдеги тегерек металлга кандайдыр бир диэлектрикти (китепти, айнек тилкесин ж.б.) жакындатсак, электрометрдин жебеси түшө баштайт, ал эми диэлектрикти кайра алыстатсак, жебе мурдакы абалына көтөрүлөт.
Заряддалган электрометрге өткөргүчтүн тилкесин жакындатсак, диэлектрикти жакындаткандагыдай эле кубулушту байкайбыз. Бирок, өткөргүчтү заряддалган нерсеге жакындатканда, анда заряд пайда болорун (индукция кубулушу) билебиз.Ошондуктан, диэлектрикти электр талаасына киргизгенде анда да заряддар пайда болот деген жыйынтыкка келүүгө болот. Бул ойду бекемдеш үчүн парафиндин бир бөлүгүн жибке байлап асып коелу. Заряддалган нерсени парафиндин бир учуна жакындатканда, ал заряддалган нерсени ээрчип бурула баштайт.Демек, парафиндин жакынкы учунда ага жакындаткан зарядка карама каршы белгидеги заряд пайда болот экен, ал эми парафиндин экинчи учунда да буга карама каршы белгидеги заряд пайда болот. 4.1.2-чийме

Ошентип, заряддалбаган диэлектриктерди электр талаасына киргизгенде, аларда оң жана терс электр уюлдары пайда болот экен. Мындай кубулушту диэлектриктердин поляризацияланышы, ал эми пайда болгон заряддарды поляризацияланган заряддар деп аташат.

Диэлектриктердеги поляризация кубулушу өткөргүчтөрдөгү индукция кубулушуна окшош. Бирок, алардын физикалык негиздери ар башка өткөргүчтөрдү электр талаасына киргизип туруп, ортосунан экиге бөлө кесип, талаадан чыгарсак бир бөлүгү оң зарядка, экинчи бөлүгү терс зарядка ээ бойдон калат. Ал эми диэлектрикти электр талаасына киргизип экиге бөлүп талаадан чыгарсак эки бөлүгүнөн тең заряддар жоголушат. Өткөргүчтөрдөгү мындай өзгөчөлүк, алардагы эркин электрондордун бар экендиги менен түшүндүрүлөт. Ал эми диэлектриктерде эркин электрондор жок. Диэлектриктердин электр талаасына киргизгенде кандай өзгөрүүлөр болорунa көңүл буралы. Электр талаасы жок кезде диэлектриктеги ар бир атом, молекула электронейтралдуу (4.I.3-чийме). Диэлектрикти электр талаасына киргизгенде молекулалардагы оң жана терс заряддар карама карты багытты, көздөй жылышып, ар бир молекула электр диполуна айланышат. Диэлектриктин ичинде мурдагыдай эле оң заряддар менен жайланышкан терс заряддар өз ара жоюлуп электронейтралдуу болот. Бирок, диэлектриктин бир учу оң заряддалса, экинчи учу терс заряддалат, б.а. поляризацияланган заряддар пайда болот (4.I.4-чийме).Эгерде диэлектриктин узундугу (электр талаасынын багыты боюнча) L болсо, учтарындагы эки карама каршы заряддардын электр ийини $\vec{P_i} = q\vec{L}$ болот. Бул вектор терс заряддан оң зарядды көздөй багытталат (4.I.5-чийме).Бирдик көлөмдөгү бул векторлордун вектордук суммасы диэлектриктин поляризация_вектору деп аталат.

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^{N} \vec{P_i}}{V} \qquad (4.I.I)$$

Эгерде диэлектриктин көлөмүнүн ар кандай чекиттери үчүн вектору бирдей болсо, мындай поляризацияны бир тектүү деп аталат.

Поляризация вектору $\vec{P}$ белгилүү болсо поляризациялык заряддарды аныктоого болот. Негизинин аянты S узундугу L болгон призма түрүндөгү электр талаасындагы диэлектриктин бир учунда тыгыздыгы $+\sigma'$ экинчи учунда $-\sigma'$ болгон поляризацияланган заряддар пайда болот (4.I.5-чийме).Призманын электр ийини

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^{N} \vec{P_i} = \vec{\sigma}' S L = \vec{\sigma}' V \qquad (4.I.2)$$

Мында $V = S\,l$

4.I.I жана 4.I.2 -формулаларды салыштырып

$$P = \sigma' \qquad (4.I.3)$$

Поляризация вектору поляризацияланган заряддардын тыгыздыгына σ' барабар экендигин алабыз.

4.2. ДИЭЛЕКТРИКТЕГИ ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШЫ

Электр талаасынын чыңалышын $\bar{E}$ вакуумдагы бирдик оң зарядка аракет кылган күч катары аныктаганбыз.

Бул түшүнүктү диэлектрик бар кезде тактоо керек. Ал үчүн жалпак конденсатордун ичине диэлектрикти жайгаштырабыз (4.2.I-чийме). Эгерде конденсатордун канаттарындагы эркин заряддардын тыгыздыгы σ' болсо, ал эми диэлектрикте тыгыздыгы болгон поляризацияланган (түшөлгөн) заряддар пайда болушат. Бул заряддар, тышкы электр талаасына $\bar{E}_0$ карама-каршы багыттагы $\bar{E}'$ талаасын түзүшөт.

$$E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

конденсатордун түзгөн электр талаасы,

$$E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}$$

диэлектриктеги пайда болгон ички талаа.

Диэлектриктеги жалпы талаа ушул эки талаанын векторлук суммасы катары аныкталат $\vec{E}_0 \uparrow\downarrow \vec{E}$ б.а.

$$E = E_0 - E' = \frac{\sigma - \sigma'}{\varepsilon_0} \qquad (4.2.I)$$

Ошентип, диэлектриктеги электр талаасынын чыңалышы q, q' заряддардын тыгыздыктар менен аныкталат экен.

4.Т.3. формуладан поляризацияланган заряддардын тыгыздыгы диэлектриктин поляризациялануу жөндөмдүүлүгү $\bar{P}$ векторуна барабар экендигин эске алсак, диэлектриктеги электр талаасы (4.2.I) төмөндөгүдөй жазылат

$$E = \frac{\sigma - P}{\varepsilon_0}$$

же болбосо

$$\varepsilon_0 E = \sigma - P \qquad (4.2.3)$$

Эгерде биз жалпак конденсатор үчүн $\sigma = D$ экендигин эске алсак, бул формуладан

$$D = \varepsilon_0 E + D \qquad (4.2.4)$$

барабардыгын алабыз. Мында $\vec{D}$ электр индукция вектору. Диэлектриктин поляризацияланууу жөндөмдүүлүгү $\mathcal{P}$ электр талаасынын чоңдугуна көз каранды жана изотроптуу бир тектүү диэлектриктер үчүн электр талаасынын чыңалышына түз пропорциялаш,

$$\vec{\mathcal{P}} = \mathcal{L}\varepsilon_0\vec{E} \qquad (4.2.5)$$

4.2.4. жана 4.2.5 -формулаларды бириктирип.

$$\vec{D} = \varepsilon_0(1+\mathcal{L})\vec{E} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} \qquad (4.2.6)$$

Электр жылышуу вектору $\vec{D}$ жана электр талаасынын чыңалыш вектору $\vec{E}$ менен байланышын алабыз. Мында $\mathcal{L}$ диэлектриктик шыктуулук, ε диэлектриктүүлүк өтүмдүүлүк деп аталат.

Эми Остроградский-Гаусстун теоремасына тактоо киргизели.

$$\oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^{k} q_i$$

Вакуум үчүн бул туюнтмада q эркин заряддарды түшүндүрчү. Ал эми электр талаасында диэлектрик болгондо анда поляризацияланган (туталган) заряддар(σ')да пайда болот. Туталган заряддар сырткы талаанын таасири астында пайда болорун, ал эми сырткы талааны эркин заряддар түзөрүн эске алсак, мурдагыдай эле теоремадагы заряддарды эркин заряддар деп түшүнүшүбүз керек.

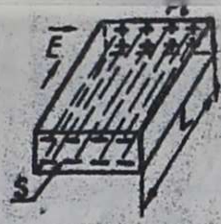
4.3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИЭЛЕКТРИККЕ АРАКЕТ КЫЛГАН МЕХАНИКАЛЫК КҮЧТӨР

Заряддалган нерселерди кагаз ж.б. жеңил диэлектриктерге жакындатканда алар тартыларын байкагансыз (4.3.I-чийме). Заряддалган нерсенин (тарактын) айланасында пайда болгон электр талаасындагы кагаздын бөлүгү поляризацияланат. Электр талаасы бул поляризация заряддарды, бир эле убакытта түртөт жана тартат. Заряддалган тарактын жакын жактарында электр талаасы күчтүү болгондуктан кагаз таракка тартылат,

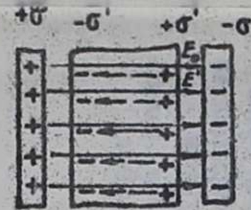
$$F = F_2 - F_1$$

$F_2 > F_1$ болгондуктан, $\vec{F} \uparrow\uparrow \vec{F_2}$ болот.

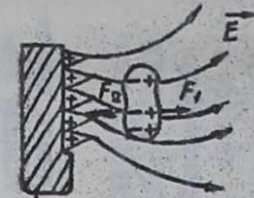
Мында F_2 тартылуу, F_1 түртүлүү, F -жыйынтык-төөчү күч, тартылуу күчү боюнча багытталат.



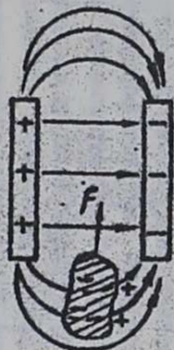
4.1.5- чизма



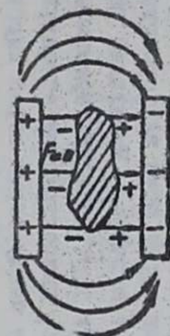
4.2.1- чизма



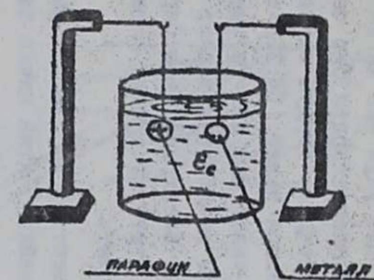
4.3.1- чизма



4.3.2- чизма



4.3.3- чизма



4.3.4- чизма

Эгерде ушул эле кагаздын майда бөлүгүн заряддалган жалпак конденсатордун бир четине алып келсек (4.3.2-чийме), ал конденсатордун ичине тартылып, анын орто четине кирип токтоп калат. (4.3.3-чийме).Себеби конденсатордун четинде талаа бир тектүү эмес, кагазга электр талаасы күчтүү жакты көздөй күч таасир этет. Ал эми конденсатордун ортосунда электр талаасы бир тектүү болгондуктан, тартуучу жана түртүүчү күчтөр барабар болушуп, кагаз кыймылсыз туруп калат.

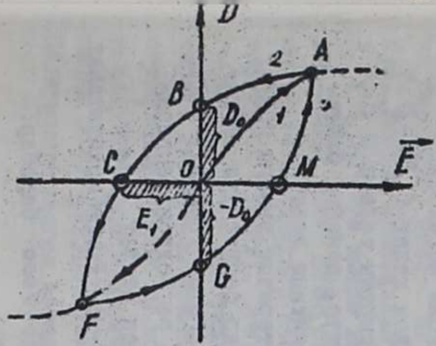
Ошентип, бир тектүү эмес электр талаасындагы диэлектрикке мейкиндиктин начар талаасынан күчтүү талааны көздөй күч таасир этет.
Диэлектрикке таасир эткен күч электр талаасынын квадратынын градиентине пропорциялаш экендигин көрсөтүүгө; болот. Өзүңөр ойлонгонго мисал катары идишке куюлган суюктукка (ε_c) оң заряддалган парафин ($\varepsilon_п$) шарчасы жибке илинип турат. Ушул эле суюктукка жибке илинген метал шарчасы түшүрүлгөн. Металлдан жасалган шарча заряддалган парафинге түртүлөбү же тартылабы? Парафин $\varepsilon_п$ менен суюктуктун ε_c диэлектриктин өтүмдүүлүктөрүнүн төмөнкү салыштырмалуу чоңдуктарын карап көргүлө (4.3.4-чийме).

1. $\varepsilon_п > \varepsilon_c$
2. $\varepsilon_п < \varepsilon_c$

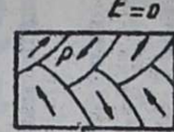
4.4. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ

Кээ бир диэлектриктер, белгилүү шартта өзгөчө диэлектриктик касиеттерге ээ болот. Мындай касиеттер адегенде сегнет туздарында байкалгандыктан, диэлектриктердин бул тобун сегнетоэлектриктер деп аташкан.
Сегнет тузунун химиялык формуласы - $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ жана ал күчтүү анизотропиялык касиетке ээ.
Эгерде бул туздун бөлүгүн конденсатордун канаттарынын ортосуна, электр талаасынын күч сызыктары, кристаллдын белгилүү огуна жарыш кылып жайланыштырганда сегнетоэлектриктик касиет пайда болот. Бул касиеттер төмөнкү өзгөчөлүктөр менен айырмаланышат:

1. Температуранын белгилүү чегинде диэлектриктик

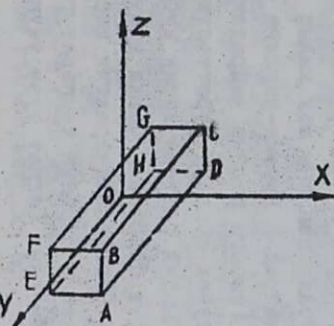


4.4.1- ЧИЗМА

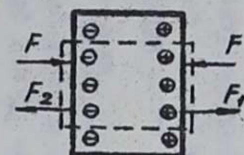


4.4.2- ЧИЗМА

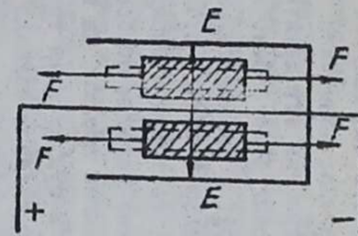
4.4.3- ЧИЗМА



4.5.1- ЧИЗМА



4.5.2- ЧИЗМА



4.5.3- ЧИЗМА

етүмдүүлүгү $\mathcal{E}$ өтө чоң мааниге жетет $\mathcal{E} \approx 10^4 - 10^5$ (салыштырыштыргыла; айнектики $\mathcal{E} = 7$, фарфордуку $\mathcal{E} = 5$)

2.Диэлектриктик өтүмдүүлүк сырткы электр талаасынын чоңдугуна жараша болот, б.а. $\mathcal{E} = f(E)$.Ошондуктан, жылышуу вектору $\vec{D}$ электр талаасынын чыңалыш векторуна $\vec{E}$ түз пропорциялаш болбойт (4.4.-I чийме)

3.Жылышуу векторунун $\vec{D}$ чоңдугу электр талаасынын чоңдугуна гана көз каранды болбостон, диэлектриктин мурдакы поляризацияланган абалына да жараша болот.
Диэлектриктеги бул кубулуш гистерезис деп аталат (4.4.I-чийме).Электр талаасы өскөндө жылышуу вектору I-сызык боюнча өсүп кандайдыр бир талаанын чыңалышынан чекитинен баштап каныга баштайт (өсүш токтолот).Эгерде эми конденсатордогу талааны азайта баштасак анда $\vec{D}$ вектору мурдакы I-жол менен төмөндөбөстөн, AB жолу менен азаят, $\vec{E}=0$ болгондо индукция $\vec{D}$ нөлгө барабар болбойт ($D=D_0$), б.а. диэлектрик сырткы талаа жок болсо да поляризацияланган бойдон калат.
Бул поляризацияны жок кылыш үчүн талаанын багытын карама каршыга өзгөртүп, чоңойто баштайбыз. Кандайдыр бир $E=-E_1$ болгондо, индукция D жок болот (С чекити).Ошол эле багыттагы талааны андан ары чоңойтуп олтурсак, D кайрадан каныга баштайт (F чекити). Эми бул талааны азайта баштасак, анда $\vec{D}$ 3-жол боюнча б.а. F-G сызыгын сызат.

Сырткы талаа жок болгондо, индукция жоголбойт б.а. диэлектрик поляризацияланган бойдон калат ($D=-D$) Эми бул поляризацияны жок кылыш үчүн сырткы талаанын $\vec{E}$ багытын кайрадан карама-каршыга өзгөртүп, чоңойто баштасак G-M-A сызыгы боюнча кайрадан A чекитине келебиз. Алынган тузак сыяктуу сүрөттөлүш -гистерезис тузагы деп аталат. Мындай гистерезистик кубулуштар сегнет тузуна гана мүнөздүү болбостон башка кошулмаларга да тиешелүү .

4.Сегнетоэлектриктик касиетке ээ болгон температуранын чегин Кюринин температурасы деп аталат ($T_к$).

Мисалы: Сегнет тузу үчүн $T_к = -15° \div 22.5°C$, метатитанат барий

$$(Ba_2 Ti_4 O_2): \ T_к \approx 80°C, \mathcal{E} \approx 6000-7000 \text{ барабар.}$$

Сегнетоэлектриктерди эң чоң сыйымдуулуктагы конденсаторлорду жасоо үчүн пайдаланышат
Сегнетоэлектриктик өзгөчө касиеттер кандайча түшүндүрүлөт. Бул касиет квантомеханикалык физикада гана түшүндүрүлөт. Мындай кристаллдардын атомдору өзгөчө күчтөрдүн таасири астында күчтүү поляризацияланган аймактарды домендерди пайда кылышат. Сырткы электр талаасы жок кезде домендердин поляризациясы (поляризация вектору) баш аламан жайланышат (4.4 2-чийме). Ар бир домендин поляризациясы миңдеген, миллиондогон атомдордун поляризациясынын суммасына барабар. Бул диэлектрикти электр талаасына жайланыштырганда талаанын таасири астында домендерди поляризациясы бир багытуу болушуп, анын жалпы поляризациясы домендердин поляризацияларынын суммасына барабар болот. Мындай күчтүү поляризация өтө чоң диэлектриктик өтүмдүүлүккө алып келет.

4.5. ПЬЕЗОЭЛЕКТРДИК ЭФФЕКТ

I. Туз пьезоэлектрдик эффект.

Жогоруда, сырткы электр талаасында диэлектриктердин поляризацияланышына көңүл бурдук. Кээ бир кристаллдарды кысканда же чойгондо, сырткы талаасыз эле алар поляризацияланышат экен. Бул кубулуш пьезоэлектрдик эффект деп аталат. Мындай кристаллдардын мисалы катары кварцты (SiO_2) карайлы. Кристаллдарда оптикалык ок деген багыттар (бир же бир нече) болот. Ал жөнүндө оптиканы өткөндө токтолобуз. Эгерде кристаллды оптикалык окко перпендикуляр (X) багытта кысса же чойсо (4.5.I-чийме) анда кристаллдын АВСД жана EFGH беттеринде поляризациялык карама-каршы тектеги заряддар пайда болот (узунунан болгон пьезоэлектрдик эффект). Эгерде кысууну, ошол эле багыттагы чойууга алмаштырсак кристаллдын бетиндеги заряддардын белгилери карама каршыга алмашат. Ошондой эле бул кристаллды "У" огу боюнча кыссак же чойсок ошол эле АВСД жана EFGH капталдарында карама каршы белгидеги поляризация заряддары пайда болот (туурасынан болгон пьезоэлектрдик эффект). Поляризацияланган заряддардын белгилери "Туурасынан" же "узунунан" кысканда же чойгондо бирдей болушат. Эгерде ушул кристаллды оптикалык октун багыты Z боюнча кыссак же чойсок анда поляризациялык заряддар пайда болбойт.

Поляризация векторунун чоңдугу, белгилүү чендеги деформациялоочу механикалык күчтүн чоңдугуна пропорциялаш болот.

Пьезоэлектрдик касиетке кварцтан башка сегнет тузу да ээ. Сегнет тузунун пьезоэлектрдик касиети кварцка салыштырганда күчтүүрөк, бирок ал өтө эле морт келет.

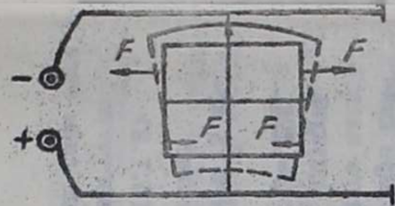
Пьезоэлектрдик кристаллдар көптөгөн приборлордо колдонулат, мисалы грампластинкалардагы жазууларды окуп үчүн пьезоэлектрден жасалган ийнелерди (адаптер) колдонушат. Бул кубулушту ар түрдүү деформацияларды (чоюлуу, ийилүү ж.б.) ченөө үчүн колдонулат. Ошондой эле пьезоэлектрдик микрофон, телефон ж.б. бар.

Пьезоэлектрдик эффект кристаллдардын кристаллдык түзүлүшү менен түшүндүрүлөт. Бул кристаллдарда оң жана терс иондордон турган "ячейкалар" бири бирине кийишип турат жана кадимки абалында электроннейтралдуу. Кристаллды кысканда же чойгондо оң иондордон турган ячейкалар терс иондордон турган ячейкалардан жылышат да поляризацияланышат.

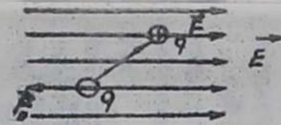
2. Тескери пьезоэлектрдик эффект. Эгерде пьезоэлектрдик кристаллды электр талаасына жайгаштырганда андагы поляризациялануу кубулушу деформацияга (кысылууга же чоюлууга) алып келет. Бул кубулуш тескери пьезоэлектрдик эффект деп аталат. Мындай тескери эффектин пайда болушу энергиянын сакталуу закону менен түшүндүрүлөт. Чындыгында эле, пьезоэлектрдик кристаллды F күчү менен кысалык (4.5.2-чийме). Эгерде пьезоэлектрдик эффект болбосо, бул күчтүн аткарган жумушу пластинканын серпилгич деформациясынын потенциалдык энергиясына барабар болор эле. Пьезоэффектеги заряддар электр талаасынын пайда болушун алып келет. Бул талаа кошумча энергияны өзүнө топтойт, б.а. бул энергияга ылайык кошумча F күчү талап кылынат экен.

Энергиянын сакталуу законуна ылайык тескери пьезоэлектрдик эффекте ушул күч кристаллды деформациялайт.

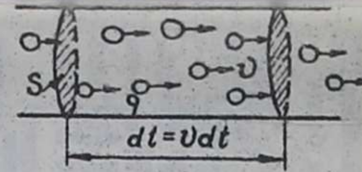
Эгерде пластинканы кысканда 4.5.2-чиймедегиде кор-



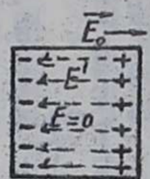
4.5.4 - чизма



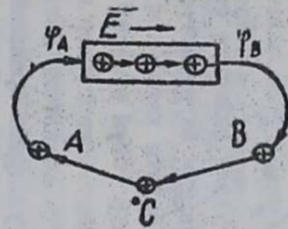
5.1.1 - чизма



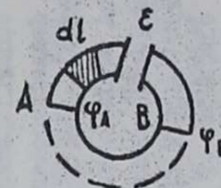
5.1.2 - чизма



5.2.1 - чизма



5.2.2 - чизма



5.2.3 - чизма

сөтүлгөндөй поляризацияланса сырткы талаанын жардамы менен ушундай поляризацияны түзгөндө, ал F_1 күчүнүн багыты боюнча чоюлат. Деформациянын белгиси (кысылуу же чоюлуу), тескери пьезоэффекте электр талаасынын багытына жараша болот. Эгерде электр талаасынын багытын карама каршыга өзгөртсөк деформациянын белгиси да тескериге өзгөрөт. Ушул шарттарды пайдаланып ар түрдүү деформацияларды жасоого болот. 4.5.3-чиймеде эки пьезоэлементтердин чоюлушу, ал эми 4.5.4-чиймеде эки пьезоэлементтердин чоюлушу, ал эми 4.5.4-чиймеде алардын ийилиши көрсөтүлгөн.

Түз жана тескери пьезоэффектер көптөгөн радио жана электроакустикалык аппаратураларда колдонулат

Глава-5.ТУРАКТУУ ТОК

5.I.Электр тогу жана анын пайда болуу шарттары

Эгерде электр талаасына эркин зарядды жайгаштырсак, бул зарядка талаа тарабынан таасир эткен күч

$$\vec{f}_E = q\vec{E} \qquad (5.I.I)$$

барабар болот жана заряд кыймылга келет (5.I.I-чийме).

Ар кандай заряддардын багытталган кыймылы <u>электр тогу</u> деп аталат. Токтун багыты катары оң заряддардын кыймылынын багыты алынат. Электр тогун өткөрүү жөндөмдүүлүгү боюнча заттар экиге бөлүнүшөт-өткөргүчтөр жана изоляторлор (өткөрбөгүчтөр).Өткөргүч касиетине металлдар, белгилүү шарттарда кээ бир суюктуктардын аралашмасы, газдар ээ болушат. Металлдардагы электр тогу андагы эркин электрондордун кыймылы менен шартталат. Суюктуктардагы жана газдардагы электр тогу, белгилүү шарттарда аларда иондордун пайда болушуна байланыштуу.Электр тогун мүнөздөөчү чоңдуктар катары <u>ток күчү</u> жана <u>токтун тыгыздыгы</u> алынат.

Токтун чоңдугу (күчү) деп өткөргүчтүн кесилиш аянты S аркылуу убакыт бирдик ичинде өткөн заряддын саны аталат

$$I = \frac{dQ}{dt} \qquad (5.I.2)$$

Эгерде бирдей убакыттын аралыгында, берилген өткөргүчтүн ар кандай кесилиш аянты аркылуу бирдей заряддардын саны өтсө, ток туруктуу деп аталат

$$I = \frac{dQ}{dt} = const \qquad (5.I.3)$$

Эгерде мындай шарт сакталбаса, өткөргүч аркылуу өткөн токту өзгөрмөлүү деп аталат.

Токтун чоңдугу СИ системасында Ампер (А) менен өлчөнөт. Ампер (А) СИ системасында, кг, m, с катарында негизги бирдик катары киргизилет. Өткөргүчтүн кесилиши аркылуу I сек I Кулон ($dQ = 1$ Кл) заряд өтсө, ток күчү I А барабар болот ($dt = 1$ сек).

Өткөргүчтүн бирдик аянтына туура келген ток, анын тыгыздыгы деп аталат,

$$j = \frac{I}{S} \qquad (5.I.4)$$

Ток, заряддардын багытталган кыймылы болгондуктан, токту мүнөздөөчү чоңдуктарды заряд жана анын кыймылын мүнөздөөчү чоңдуктар аркылуу түшүнтүрабыз.

Туурасынан кесилиш аянты S болгон өткөргүч аркылуу υ ылдамдыгы менен кыймылдаган ар биринин заряды q болгон бөлүкчөлөрдүн кыймылын карайлы (5.I.2-чийме). dt убактысында S аянтын, андан $dx = \upsilon dt$ аралыктан алыс эмес жайланышкан заряддар кесип өтө алышат. Өткөргүчтүн $dV = S dx = S\upsilon dt$ көлөмүндөгү dt убактысында S аянтын кесип өткөн заряддардын саны

$$dQ = nq\,dV = nq\upsilon S dt \qquad (5.I.5)$$

барабар, мында n -бирдик көлөмдөгү заряддардын саны.

Акыркы (5.I.5) түшүнтманы пайдаланып, ток күчүнүн заряддарды мүнөздөөчү чоңдуктар аркылуу байланышын алабыз

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{nq\upsilon S dt}{dt} = nq\upsilon S \qquad (5.I.6)$$

Ал эми токтун тыгыздыгы

$$j = \frac{I}{S} = nq\upsilon \qquad (5.I.7)$$

барабар болот. Ылдамдык $\vec{\upsilon}$ вектордук чоңдук болгондуктан, токтун тыгыздыгы да вектордук чоңдук болот

$$\vec{j} = nq\langle\vec{\upsilon}\rangle \qquad (5.I.8)$$

$\langle\upsilon\rangle$ аркылуу заряддардын орточо ылдамдыгын белгиледик.

5.2. ЭЛЕКТР КЫЙМЫЛДАТКЫЧ КҮЧҮ. ЧЫҢАЛУУ

Эгерде өткөргүчтү электр талаасына жайлаштырсак, андагы эркин электрондор тез кыймылдап, оң жана терс заряддарга бөлүнүшүп, өткөргүчтүн ичиндеги талаа жок болуп тез эле ток токтолот (5.I.I-чийме). Өткөргүч аркылуу ток жүрсүн үчүн мындай тең салмактуу абалды бузуу керек. Ал үчүн өткөргүчтүн бир учунда жыйналган оң заряддарды тынымсыз анын экинчи учуна ташып жеткирүү керек (5.2.2-чийме). Мындай шартта өткөргүчтөгү тең салмактуу абал бузулуп, AB өткөргүчүндө заряддар кыймылга келип, ток пайда болот. Өткөргүчтүн A жана B учтарындагы потенциалдардын айырмасы $\Delta\varphi=\varphi_A-\varphi_B$ барабар. A учунан B га чейин заряддар талаанын багыты менен кыймылдаса, ал эми B учунан A га (BCA жолу боюнча) заряддарды талаанын багытына каршы жылдыруу керек болот. Заряддарды электростатикалык талаанын багытына карама-каршы багытта ташуу үчүн электростатикалык эмес күчтү колдонуу керек. Мындай күчтөрдү бөтөн (сторонный) күчтөр деп аташат. Бөтөн күчтөр, химиялык механикалык, электромагниттик кубулуштардын негизинде пайда болушу мүмкүн.

Бөтөн күчтөрдүн заряддарды ташуудагы аткарган жумушун электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК) менен мүнөздөшөт.

ЭКК деп бөтөн күчтүн бирдик зарядды жылдыруудагы жумушу аталат

$$\mathcal{E}=\frac{A}{q} \tag{5.2.I}$$

Бөтөн күчтүн талаасынын чыңалышын E^* менен белгилесек, күчтүн өзүн f^* белгилеп

$$\vec{f}^*=\vec{E}^*q \quad \text{же} \quad \vec{E}^*=\frac{\vec{f}^*}{q} \tag{5.2.2}$$

туюнтмаларды алабыз

Бөтөн күчтүн туюк чынжыр аркылуу аткарган жумушу

$$A=\oint_L L_e^* dl=q\oint_L E_\ell^* dl \qquad E_\ell^*=E\cos\alpha \tag{5.2.3}$$

5.2.I формуланы пайдаланып,

$$\mathcal{E}=\oint_L E_\ell^* dl \tag{5.2.4}$$

туюнтманы алабыз.

Бул интеграл (ЭКК) сан жагынан бөтөн күчтөрдүн туюк чынжыр боюнча бирдик зарядды жылдыруудагы аткарган жумушуна барабар.

$\bar{E}^*$ векторунун жылыш векторуна dl проекциясын E_l^* менен белгиледик. Бул жумуш бөтөн чыңалышын циркуляциясы нөлгө барабар эмес экен. Мунун себеби, бөтөн күчтөрдүн электр талаасынын күч сызыктары туюк болушу (5.2.2-чийме)

Чынжырдын АВ, бөлүгүнө аракет кылган ЭКК

$$\varepsilon_{AB} = \int_A^B E_l\,dl \tag{5.2.5}$$

барабар. Ал эми чынжырдын АВ бөлүгүндө зарядка электростатикалык талаасы таасир кылат.

$$\bar{f}_E = q\bar{E} \tag{5.2.6.}$$

чынжырда зарядка таасир этүүчү жалпы күч

$$\bar{f} = \bar{f}_E + \bar{f}^* = q(\bar{E} + \bar{E}^*) \tag{5.2.7}$$

Ошондуктан, чынжырдын АВ бөлүгүндө зарядды жылдырууга кеткен толук жумуш

$$A_{AB} = q\int_A^B (E_l^* + E_e)\,dl = q\int_A^B E_e\,dl + q\int_A^B E_l\,dl$$

Эгерде 5.2.5-формуланы жана $\Delta\varphi = \int_A^B E_e\,dl$ потенциалдардын айырмасы же чыңалуу экендигин эске алсак, анда

$$A_{AB} = q\varepsilon_{AB} + q(\varphi_A - \varphi_B)$$

туюнтманы алабыз. Эгерде чынжырды туюктасак (А учу В менен дал келет) $\varphi_A = \varphi_B$ $A = q\varepsilon$

Чынжырга аракет кылган ЭКК(ε) ушул

$$\varepsilon = \frac{A}{q} \tag{5.2.9}$$

Туюк чынжыр боюнча бирдик зарядды жылдыруу үчүн аткарылган жумушка барабар. ЭКК булактары катары гальваникалык элементтер, электромагниттик индукция кубулушу, механикалык кыймыл ж.б. колдонууга болот.

5.3. МЕТАЛЛДАРДЫН ЭЛЕКТР ӨТКӨРҮМДҮҮЛҮГҮ.

Металлдардагы ток өткөрүүчүлөрдүн жаратылышы

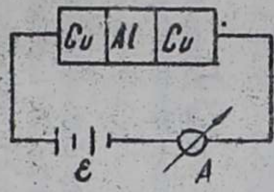
Металдардагы ток өткөрүүчүлөрдүн жаратылышын аныктоо үчүн жүргүзүлгөн тажрыйбаларга көңүл буралы.

I. Рикенин тажрыйбасы (1901ж) Рике цилиндр түрүндөгү эки жез, бир алюминий өткөргүчтөрүнүн учтарын тегиздеп, тазалап жана таразага тартып, бири бирине жез -алюминий-жез кылып учтарын тийиштирип, удаалаш туташтырган (5.3.I-чийме). Ушундай өткөргүчтөрдүн тизмеги аркылуу бир жыл бою бир багытта чоң ток өткөргөн. Бир жылдан кийин цилиндрлерди ажыратып алып тартып көрсө, алардын салмагы өзгөргөн эмес. Демек, электр тогун атомдор же молекулалардын бир багыттуу эркин кыймылы менен байланышпайт экен. Токту ташуучу бөлүкчө ар кандай зат үчүн бирдей болуш керек. Мындай бөлүкчө 1897 жылы англиялык окумуштуу Дж.Дж.Томсон ... электрон болушу мүмкүн деген жыйынтыкка келген. Бирок, электрон экендигин аныктоо үчүн, өткөргүчтөрдөгү токту ташуучу бөлүкчөнүн зарядын жана массасын аныктоо керек эле. Ал үчүн коюла турган тажрыйба, "Эгерде өткөргүчтө эркин кыймылдоочу жеңил заряддалган бөлүкчө болсо, кыймылда болгон өткөргүчтү кескин токтоткондо, андагы заряддалган бөлүкчөлөр инерция боюнча кыймылын улантып, анын алдыңкы учуна топтолуп, өткөргүчтүн учтарында потенциалдардын айырмасы пайда болушу керек" -деген ой жүгүртүүгө негизделиши керек (5.3.2-чийме).

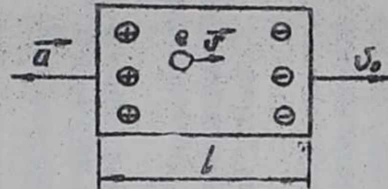
Мындай идеяны 1913 жылы Мандельштам жана Папалекси ишке ашырыш үчүн 500 метр зымдан катушка жасап, аны чоң ылдамдыкта айландырып (оромонун сызыктуу ылдамдыгы 300 м/с) кескин токтотушкан (5.3.3-чийме). Анда, катушкага туташтырылган звонок шыңгырдаган. Тормоздоо убакысында өткөргүчтө пайда болгон заряды Гальвонометр менен өлчөшкөн (Тольмен, Стюарт, 1916 ж).

Анда $(q/m) = 1{,}6 \cdot 10^{11}$ Кл/кг бөлүкчөнүн зарядынын массасына болгон катышы электрондукуна жакын болуп чыкты, $(e/m) = 1{,}76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг

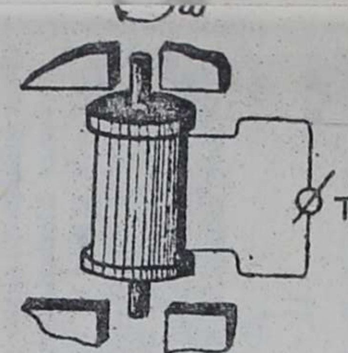
Электрондун зарядынын чоңдугун 1904 жылы Милликен аныктаган $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл .Эми Стюарт-Тольмендин тажрыйбасындагы салыштырмалуу заряддын чоңдугунан $(q/m) = 1{,}6 \cdot 10^{11}$ Кл/кг өткөргүчтөгү ток ташыган бөлүкчөнүн массасын $m = 10^{-30}$ кг деп, б.а. суутектин атомунун массасынан 2000 эсе кичине болот экен. Ошентип бул тажрыйбалардан, өткөргүчтөрдөгү ток ташуучу бөлүкчөлөр эркин электрондор экендиги толук аныкталган.



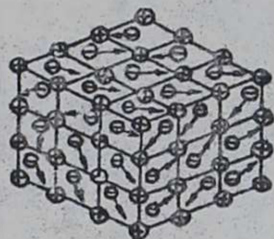
5.3.1-ЧИЙМЕ



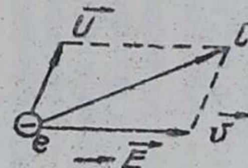
5.3.2 - ЧИЙМЕ



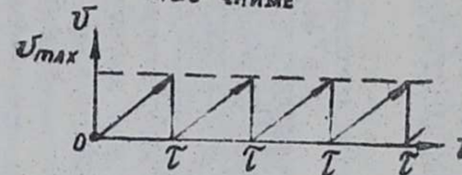
5.3.3- ЧИЙМЕ



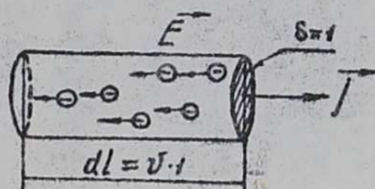
5.4.1 - ЧИЙМЕ



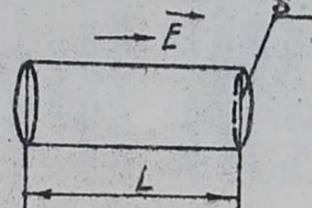
5.4.2 - ЧИЙМЕ



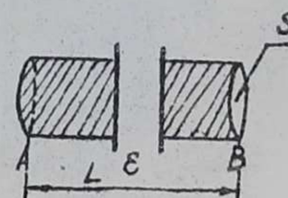
5.4.3 - ЧИЙМЕ



5.4.4 - ЧИЙМЕ



5.4.5 - ЧИЙМЕ



5.4.6- ЧИЙМЕ

5.4. МЕТАЛЛДАРДЫН ЭЛЕКТР ӨТКӨРҮМДҮҮЛҮГҮНҮН КЛАССИКАЛЫК ЭЛЕКТРОНДУК ТЕОРИЯСЫ

Туруктуу токтун закондору

Металлдардагы эркин электрондор бар экендигин эске алышып Друде жана Лоренц металлдардын электр өткөрүмдүүлүгүнүн классикалык электрондук теориясын түзүшкөн. Металлдар катуу абалга өтүүдө, атомдордун кристаллдык торчолорго биригүүсүндө, атомдордун ортосундагы эң күчтүү аракеттердин натыйжасында алардын валенттүү электрондору атомдордон ажырап, металл боюнча эркин кыймылдоого мүмкүнчүлүк алат. Мындай эркин электрондорду иондук торчолордун ичиндеги газ катары кароого болот (5.4.I-чийме). Бир валенттүү атомдор бирден, эки валенттүү атомдор экиден электрондорду бошоторун жана $1м^3$ металл $\sim 10^{29}$ атомдордон турарын эске алсак, $1м^3$ көлөмдөгү металлда

$$n \approx 10^{28} \div 10^{29} м^{-3}$$

эркин электрондор болорун аныктайбыз Друде жана Лоренц мындай "электрондук газды" идеалдуу газ катары каралкан.

Классикалык электрондук теориянын негизги жоболору катары төмөнкү аксиомалар алынат:

1. Металлдар кристаллдык торчолордон турат. Мындай торчолордун түйүндөрүндө оң заряддалган иондор жайланышып, торчолордун ичинде эркин электрондор баш аламан (жылуулук) кыймылда болушат.
2. Металлдардагы электрондорду идеалдык газ катары кароого болот. Бул электрондор өз ара жана торчодогу иондор менен кагылышып, электрондук газ жана иондук торчолор бирдей температурага ээ болушат. Ошондуктан, электрондордун баш аламан орточо кинетикалык энергиясы

$$\bar{\mathcal{E}}_к = \frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2}kT \qquad (5.4.1)$$

барабар, ал эми электрондордун орточо квадраттык ылдамдыгы

$$\bar{u}_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \qquad (5.4.2)$$

барабар болушат, мында $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К Больцмандын туруктуу саны, $m = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ кг электрондун массасы.

Кадимки биз жашаган бөлмөдөгү температурадагы электрондордун орточо квадраттык ылдамдыгын ушул формула менен эсептеп көрсөк

$$(T = 273 + 27 = 300\,K)$$

$$\bar{U} \approx 10^5\ м/с \qquad (5.4.3)$$

барабар болот. Бул ылдамдык мылтыктын огунун ылдамдыгынан миң эсеге чоң. Электрондордун эркин учуу аралыгы λ болжол менен кристаллдагы торчодогу иондордун ортосундагы аралыкка барабар, ал эми бул эркин учуу убактысы

$$\tau = \frac{\lambda}{U} \qquad (5.4.4)$$

болот. Эгерде металлдын ичинде чыңалышы E болгон электр талаасын түзсек, андагы электрондор багыттуу кыймылга ээ болушат. Багыттуу кыймылдын ылдамдыгын $\bar{v}$ менен белгилесек, электрондун ылдамдыгы баш аламан кыймылдын ылдамдыгы жана багыттуу кыймылдын $\bar{U}$ ылдамдыгынын вектордук суммасына барабар болот (5.4.2-чийме)

$$\bar{C} = \bar{U} + \bar{v} \qquad (5.4.5)$$

Металлдагы электрондор боюнча бул ылдамдыктын орточосун тапсак,

$$\sum_{i=1}^{N} \bar{C}_i = \sum_{i=1}^{N} \bar{v}_i + \sum_{i=1}^{N} \bar{U}_i = \langle \bar{v} \rangle \qquad (5.4.6)$$

барабар болот, себеби баш аламан ылдамдыктардын суммасы $\left(\sum_i^N \bar{U}_i = 0\right)$ нөлгө барабар болот. Ошентип, электрондордун орточо багытталган ылдамдыгынын $\langle\bar{v}\rangle$ багыты электр талаасынын багыты менен бир окто жатат жана карама каршы багыталат.

Эми ушул багытталган ылдамдыктын чоңдугун эсептеп көрөлү. Ал үчүн 5.1.8-формуладан

$$\langle \bar{v} \rangle = \frac{j}{ne}$$

туюнтуп жана $j = 10\ А/мм^2 = 10^7\ Кл/м^2с$ токтун тыгыздыгын алалы. Жез өткөргүч үчүн $n = 8 \cdot 10^{28}\ м^{-3}$

$$\langle v \rangle = 8 \cdot 10^{-4}\ м/с \qquad (5.4.7)$$

табабыз. Бул ылдамдыктын сан маанисин, баш аламан ылдамдыктык (5.4.3) менен салыштырсак, баш аламан кыймылдын ылдамдыгы $\bar{U}$ багыттуу кыймылдын $\bar{v}$ ылдамдыгынан ($\bar{U} \gg \langle v \rangle$)

экендигин керебуз. Бул салыштыруудан, еткергучте етуп жаткан ток, андагы электрондордун орточо кинетикалык энергиясына жана эркин учуу аралыгына таасири тийгизбей тургандыгын керебуз.

Эми еткергуч аркылуу еткен токтун закон ченемдуулугуне классикалык электрондук теориянын негизинде тушундурууге кеңул буралы.

I. Омдун дифференциалдык закону. Электр талаасында заряды e болгон электронго

$$\vec{f} = e\vec{E} = m\vec{a} \tag{5.4.8}$$

куч таасир этет жана анын талаадан алган ылдамдыгы

$$\vec{a} = (\vec{f}/m) = (e/m)\vec{E} \tag{5.4.9}$$

барабар болот. Ошондуктан, эркин учуу аралыгында электрон $\vec{a}$ ылдамдануусу менен учат. Мындай электрон, эркин учуу жолунун акырында ион менен кагылышып, езунун энергиясын толугу менен ионго берип, ылдамдыгын жоготот ($\vartheta_{min} = 0$

5.4.8-чийме ,

$$a = \frac{\vartheta_{max} - \vartheta_{min}}{\tau} = \frac{\vartheta_{max}}{\tau} \tag{5.4.10}$$

Мындан жана (5.4.4), (5.4.10) формулаларды пайдаланып

$$\vartheta_{max} = a\tau = e/m\, E\tau = \frac{e}{m}\frac{\lambda}{u}E, \tag{5.4.11}$$

багытталган ылдамдык $\vec{\vartheta}$ менен электр талаасынын чыңалышынын ортосундагы байланышты табабыз. Электрондордун орточо ылдамдыктын

$$\langle \vartheta \rangle = \frac{\vartheta_{max} + \vartheta_{min}}{2} = \frac{\vartheta_{max}}{2} = \frac{e}{2m}\cdot\frac{\lambda}{u}E \tag{5.4.12}$$

аныкталат. Мында $\frac{e}{2m}\cdot\frac{\lambda}{u} = b$ электрондун сергектиги деп аталат жана ал электр талаасынын чыңалышына көз каранды эмес. Бул формуланы токтун тыгыздыгынын туюнтмасына (5.4.4) коюп

$$\vec{j} = \frac{1}{2}\frac{ne^2\lambda}{mu}E \tag{5.4.13}$$

Омдун дифференциалдык законунун формуласын алабыз, же

$$\vec{j} = \sigma E \tag{5.4.14}$$

Мында

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{ne^2\lambda}{m\bar{u}} \tag{5.4.15}$$

өткөргүчтүн салыштырмалуу өткөрүмдүүлүгү деп аталат. Бул чоңдук өткөргүчтүн касиетине (n, λ) жана анын чөйрөдөгү абалына ($\bar{u} = f(T)$) жараша болот экен. Ошентип, токтун тыгыздыгы j (туурасынын кесилиш аянты ($S=1$) бирге барабар болгон токтун күчү), электр талаасынын чыңалышына түз пропорциялаш экен жана өткөргүчтүн салыштырмалуу өткөрүмдүүлүгүнө жараша болот. Өткөргүчтүн салыштырмалуу каршылыгы, анын салыштырмалуу өткөрүмдүүлүгүнө тескери пропорциялаш

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m\bar{u}}{ne^2\lambda} \qquad (5.4.16)$$

экендигинен, өткөргүчтөрдүн каршылыгы алардагы эркин электрондордун кристаллдык торчонун түйүндөрүндө жайланышкан иондор менен кагылышкандын натыйжасы экендиги келип чыгат. Бир бирдик кесилишке ($S=1$) жана узундукка ($dl = \bar{v}dt = \bar{v}\cdot 1$) ээ болгон өткөргүч аркылуу өткөн токтун законун (5.4.14) карадык (5.4.4-чийме).

Омдун чынжырдын бир тектүү бөлүгү үчүн закону. Узундугу L жана кесилиши S болгон өткөргүч аркылуу өткөн токтун законун табыш үчүн (5.4.14-формуланы L жана S боюнча интегралдайбыз б.а.

$$\int_L \int_S j\,dS\,dl = \int_L \int_S \sigma E\,dS\,dl$$

мында j жана σ-өткөргүчтүн узун, туурасына көз каранды эмес. Ошондуктан алардын интегралдын сыртына чыгарабыз

$$j \int_S \int_L dS\,dl = \sigma \int_S dS \int_L E\,dl$$

мындан $u = \int_L E\,dl$ экендигин эске алып,

$$jSL = \sigma S u \qquad (5.4.17)$$

алабыз. Ал эми $jS = I$ жана $\sigma = \frac{1}{\rho}$ экендигин эске алып жана

$$R = \rho \frac{L}{S} \qquad (5.4.18)$$

белгилеп, 5.4.17- формуладан

$$I = \frac{u}{R} \qquad (5.4.19)$$

формуланы алабыз. Бул узундугу L, кесилиши S болгон чынжырдын бөлүгү үчүн Омдун интегралдуу закону, же кыскача, чынжырдын бөлүгү үчүн Омдун закону деп аталат (5.4.5-чийме) мында R-өткөргүчтүн каршылыгы деп аталат жана ал өткөргүч-тегине (ρ), узундугуна жана кесилиш аянтына жараша болот экен.

3.Омдун ар тектүү чынжыр үчүн закону ЭКК булагына туташтырылган өткөргүчтүн бөлүгү үчүн законун табалы (5.4.6-чийме).Мындай чынжыр үчүн Омдун дифференциалдык законун (5.4.14) төмөндөгүдөй жазып алууга болот.

$$j=\sigma(E+E^*) \qquad (5.4.20)$$

Мында E^* бөтөн күчтүн талаасынын чыңалышы.Бул формуланы өткөргүчтүн бөлүгүнүн узундугу L жана кесилиш S боюнча интегралдан

$$j\int_S dS\int_L dl=\sigma\int_S dS\left[\int_L E_e dl+\int_L E_e^* dl\right]$$

Мурда бизге

$$\int_A^B E_e\,dl=U_{AB},\quad \int_A^B E_e^*\,dl=\mathcal{E}_{AB}$$

экендиги белгилүү. Ошондуктан,

$$jSL=\sigma S(\mathcal{E}_{AB}+U_{AB})=\frac{1}{\rho}S[U_{AB}+\mathcal{E}_{AB}]$$

Мындан

$$I=\frac{U_{AB}+\mathcal{E}_{AB}}{R+r}=\frac{U_{AB}+\mathcal{E}_{AB}}{R_T} \qquad (5.4.21)$$

Мында $R_T=R+r$ -чынжырдын бөлүгүнүн толук каршылыгы, R-сырткы өткөргүчтүн, r-ЭКК булагынын ички каршылыгы, $\mathcal{E}_{AB}$ жана U_{AB} тандалган өткөргүчтүн бөлүгүнө аракет кылган ЭКК жана анын учтарындагы потенциалдардын айырмасы.
Биз тапкан 5.4.21-формула, Омдун бир тектүү эмес чынжырдын бөлүгүнүн закону деп аталат.

4.Бир тектүү эмес чынжырды туюктасак $U_{AB}=0, \mathcal{E}_{AB}=\mathcal{E}$ (5.2.3-чийме)

$$I=\frac{\mathcal{E}}{R+r} \qquad (5.4.22)$$

Омдун туюк чынжыр үчүн законун алабыз.

5.Джоуль-Ленцтин закону электрондук теория ток өтүп жаткан өткөргүчтөн жылуулук бөлүнүү кубулушунун себебин түшүндүрө алат. Чындыгында эле электрондун эркин учуунун убагында электр талаасынан алган кинетикалык энергиясы (5.4.11- формуланы пайдаланып)

$$\Delta\mathcal{E}_k=\frac{m\,\upsilon_{max}^2}{2}=\frac{e^2\lambda^2}{2m\,\bar{u}^2}E^2 \qquad (5.4.23)$$

барабар болот. Ар бир электрон ион менен кагылышканда бул энергияны иондук торчого берет жана металлдын ички энер-

гиясы жогорулап, ал ысый баштайт.
Ар бир электрон секундасына $\nu = 1/\tau = \bar{u}/\lambda$ жолу иондор менен кагылышат. Ошондуктан, бир секундадагы бирдик көлөмдөгү электрондордун бир секундада кристаллдык торчого берген энергиясы

$$W = n\nu\Delta\mathcal{E}_k = \frac{ne^2\lambda^2}{2m\bar{u}^2}\cdot\frac{\bar{u}}{\lambda}E^2 \qquad (5.4.24)$$

барабар болот. Мында n бирдик көлөмдөгү электрондордун саны, жана

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{m\bar{u}}$$

экендигин эске алсак

ал энергия

$$W = \sigma E^2 \qquad (5.4.25)$$

барабар болот.
Бул формула Джоуль-Ленцтин дифференциалдык закону деп аталат жана ал ток өтүп жаткан бирдик көлөмдүү өткөргүчтөн бир секундада бөлүнүп чыккан жылуулукту мүнөздөйт. (5.4.4-чийме).
Узундугу L, туурасынан кесилиши S болгон өткөргүчтөн t убактысында бөлүнүп чыккан жылуулукту табыш үчүн 5.4.25-формуланы L, S жана t боюнча интегралдоо керек (5.4.5-чийме)

$$\iiint\limits_{SLt} w\,dS\,dl\,dt = \iiint\limits_{SLt} \sigma E^2\,dS\,dl\,dt$$

Бул барабардыктын сол жагын Q тамгасы менен белгилеп, $j = \sigma E$ экендигин эске алып

$$Q = j\int_S dS\int_t dt\int_L E\,dl = jSUt$$

же ток өтүп жаткан өткөргүчтөн t убактысында бөлүнүп чыккан жылуулук

$$Q = IUt \qquad (5.4.26)$$

барабар болот.
Бул формула Джоуль-Ленцтин интегралдуу закону деп аталат б.а. ток өтүп жаткан өткөргүчтөн бөлүнүп чыккан жылуулук Q токтун күчүнүн I өткөргүчтүн кесиндисинин учтарындагы чыңалуунун U жана убакыттын t көбөйтүндүсүнө барабар экен.

5.5. КЛАССИКАЛЫК ЭЛЕКТРОНДУК ТЕОРИЯНЫН КЕМЧИЛДИКТЕРИ

Ошентип, электрондук теория тажрыйбалардан алынган Омдун, Джоуль-Ленцтин закондорун туура түшүндүрө алат. Бирок, ал туруктуу токтун кээ бир закондорун туура түшүндүрө албайт.

1. Өткөргүчтүн каршылыгынын температурадан болгон көз карандылыгы тажрыйбада төмөндөгүдөй түшүндүрүлөт.

$$R_t = R_0(1+\alpha t) = \alpha R_0 T \qquad (5.5.1)$$

Мында t-Цельсия шкаласы боюнча температура, T-абсолюттук температура шкаласы, α-каршылыктын температуралык коэффициенти, R_0-нөл градус температурадагы каршылык (5.5.1-чийме). Ал эми классикалык электрондук теориядан, (5.4.16, 5.4.2. формуладан)

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m\bar{u}}{n\,2e^2} \sim \bar{u} \sim \sqrt{T} \sim T^{1/2} \qquad (5.5.2)$$

каршылык температуранын 1/2 даражасына түз пропорциялаш экендигин көрөбүз. Ал эми тажрыйбадан алынган формулада (5.5.1) каршылык $R \sim \rho \sim T$ температуранын биринчи даражасына түз пропорциялаш экендиги көрүнөт.

Ошентип, электрондук теория температура өскөндө, өткөргүчтүн каршылыгы өзгөрүүн туура туура түшүндүрө албайт экен.

2. Өзгөчө өткөрүмдүүлүк (сверхпроводимость)

5.5.1-формуладан, температура нөлгө умтулганда, өткөргүчтүн каршылыгы да нөлгө умтулары көрүнүп турат, б.а. $T=0$ болгондо $R_t=0$. Бул закон биз жашаган чөйрөдөгү температуранын өзгөрүү чектери үчүн туура болот. 20-кылымдын башында газдарды суюктукка айландырууну жана алардын жардамы менен өтө төмөнкү (абсолюттук нөлгө жакын) температураны алууну үйрөнүштү, Өтө төмөнкү температуурадагы өткөргүчтөрдүн каршылыктарын изилдеп, Голландиялык окумуштуу Камерлинг-Оннес, 1911 жылы сымаптын каршылыгы $T=4{,}2K$ (суюк гелийдин кайноо температурасы) тап такыр жоголуп кетерин байкады (5.5.1-чийме) кийинчерээк, сымаптан башка кээ бир заттар төмөнкү температураларда каршылыктарын жоготору аныкталды.

өткөргүчтөрдүн төмөнкү температурадагы каршылыктарын жоготуу кубулушу өзгөчө өткөрүмдүүлүк, жана мындай өткөргүчтөрдү өзгөчө өткөргүчтөр деп аташты. Ар бир өзгөчө өткөргүчкө өзүнчө температуранын чеги туура келет (T_r). Эгерде өткөргүчтүн температурасы ушул температурадан төмөн болсо ($T<T_r$), өзгөчө өткөрүмдүүлүк пайда болот, ал эми $T>T_r$ болгондо бул кубулуш жоголот. Өткөргүч өзгөчө өтүмдүүлүк абалына өткөндө, магнит талаасын сүрүп чыгат, б.а. ар бир өзгөчө өткөргүчтөр үчүн чектүү магнит талаасынын чыңалышы H_r туура келет. ~~Эгерде сырткы магнит талаасынын чыңалышы туура келет~~. Эгерде сырткы магнит талаасынын чыңалышы $H>H_r$ болсо, $T<T_r$ экендигине карабастан өзгөчө өткөрүмдүүлүк жоголот.

1980-жылдардын аяк чендерине чейин өзгөчө өткөрүмдүүлүктүн чеги 23 Кельвинден (К) көтөрүлбөдү (-250°С) Ошондуктан, мындай кубулуш өтө төмөнкү температурадагы өзгөчө өткөрүмдүүлүк деген атка конду. Бирок, 1988 -жылы немец окуштуулары кээ бир кошулмалар (керамика) $\sim 100K$ температурадагы өзгөчө өткөрүмдүүлүктү алууга жетишишти. Бул, акыркы жылдардагы илимдеги эң чоң ачылыш болду. Кээ бир кошулмалар, айрым бир шарттарда, комнаталык температурада (300 к) өзгөчө өткөрүмдүүлүк касиетке ээ болору байкалды. Бул кубулуш жогорку температуралуу өзгөчө өткөрүмдүүлүк (ЖТӨӨ) деп аталып калды. Бул кубулуштун негизинде жаңы приборлор, жаңы системалар курула баштады.

Өзгөчө өткөрүмдүүлүк кубулушу классикалык электрондук теория менен түшүндүрүлбөйт. Ал үчүн кванттык теория колдонулат.

Ошентип, электрондук теория өткөргүчтүн каршылыгынын температурадан болгон көз карандылыгын түшүндүрүүгө жеткиликтүү моделди кучагына албайт экен.

3. Видеман-Францтын закону

Металлдар жогорку электр өткөрүмдүүлүгүнө жана ээ болбостон, жогорку жылуулук өткөрүмдүүлүгүнө да ээ. Анын бул касиеттери эркин электрондор менен түшүндүрүлөт. Видеман-Франц эмпирикалык жол менен өткөргүчтөрдүн жылуулук өткөрүмдүүлүгүнүн анын электр өткөрүмдүүлүгүнө болгон катышы бардык металлдар үчүн бирдей жана температурага түз пропорциялаш деген законду аныкташкан. Металлдагы электрондорду "идеалдуу газ" деп алганбыз. Анын жылуулук өткөрүмдүүлүгү

$$\chi = \frac{1}{2} n k \bar{u} \lambda \qquad (5.5.3)$$

Бул туюнтманы 5.4.15 -туюнтмага койсок

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{1}{2} \frac{k n \bar{u} \lambda}{n e^2 \lambda} 2 m u = k \frac{m \bar{u}^2}{e^2}, \quad \frac{m \bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} k T$$

эске алып

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right) T \qquad (5.5.4)$$

барабар болот. Эгерде Максвеллдин теориясындагы газдардын молекулаларынына ылдамдыктардын бөлүнүшүн эске алсак, 5.5.4.-формулада "3" коэффициентинин ордуна "2" коюлушу керек. Ошентип, теория менен эксперименттин ортосундагы айрыма (3/2) эсе болот экен.

Классикалык электрондук теория булардан башка дагы металлдардын жылуулук сыйымдуулугун туура түшүндүрө албайт

Бул классикалык теориядагы кыйынчылыктар, анын толук эмес экендигин көрсөтөт. Бул түшүндүрүлбөгөн кубулуштарды квант механикасында түшүндүрүлөт.

5.6. ОМДУН ЖАЛПЫЛАНГАН ЗАКОНУ ЖЕ ТАРМАКТАЛГАН ЧЫНЖЫР ҮЧҮН КИРХГОФТУН ЗАКОНДОРУ.

Тармакташкан чынжырлардын айрым бөлүктөрүндөгү токторду аныктоо кыйынчылыктарга алып келет. Мындай чынжырлар үчүн Кирхгофтун (закондорун) эрежелерин колдонулат. Мындай эреже экөө:

I. Чынжырдын түйүнүнө кирген токтордун алгебралык суммасы нөлгө барабар (5.6.I-чийме)

$$\sum_{k=1}^{n} I_k = 0 \qquad (5.6.1)$$

түйүн деп экиден көп өткөргүчтөрдүн туташкан чекитти айтабыз. Эгер ток түйүнгө кирсе бир белги менен алынса, андан чыккан ток карама-каршы белги менен алынат. 5.6.2-чиймедеги A, B, C, Д, E -чекиттери түйүндөрдү түзүшөт. Бул түйүндөрдүн аралыгында каршылыктар $r_1, r_2, r_3 \ldots$, ЭКК булактары $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3 \ldots$ болушат.

II. Ар бир туюк чынжырдагы каршылыктардын алар аркылуу өткөн токторго болгон көбөйтүндүлөрүнүн (каршылыктардагы потенциалдардын төмөндөшү) алгебралык суммасы андагы ЭКК (электр кыймылдаткыч күчтөрүнүн) алгебралык суммасына барабар

$$\sum_{i=1}^{n} I_i R_i = \sum_{i=1}^{k} \mathcal{E}_i \qquad (5.6.2)$$

Акыркы формуланы жайып жазуу үчүн төмөнкү аракеттерди жасоо керек: 1. Чынжырдын ар бир элементи аркылуу өтүүчү токтун багытын шарттуу түрдө көрсөтүү;
2. Туюк чынжырдын элементтерин кыдыруу багытын тандоо (сааттын жебесинин айлануу багыты боюнча же карама-каршы (5.6.2-чийме).

Эгерде токтун багыты менен кыдыруу багыты дал келсе $I_i R_i$ оң белги менен карама каршы болсо терс белги менен жазылат. Ошондой эле ток ЭКК булагынын оң уюлунан чыгып, терс уюлуна кирсе $\mathcal{E}_i$ оң белги менен алынат.

Мисалы; $ABCEA$ чынжыры үчүн:

$$I_1 r_1 + I_2 r_2 - I_3 r_3 - I_4 r_4 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_4 \qquad (5.6.3)$$

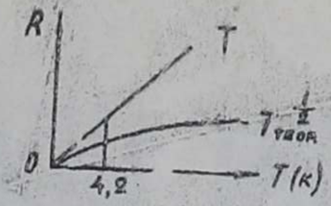
$ABCDA$ чынжыр үчүн:

$$I_4 r_4 + I_3 r_3 - I_6 r_6 - I_7 r_7 = -\mathcal{E}_4 - \mathcal{E}_6 + \mathcal{E}_7 \qquad (5.6.4)$$

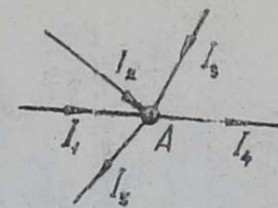
түйүнү үчүн Кирхгофтун биринчи закону

$$I_4 - I_3 - I_5 = 0 \qquad (5.6.6)$$

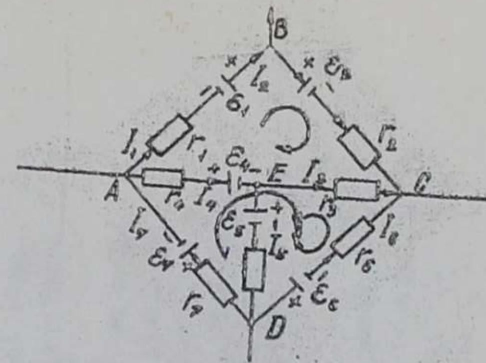
Мындай теңдемелердин саны тармактан чынжырдагы белгисиз параметрлердин ($I, R, \mathcal{E}$ ж.б) санына барабар болуу керек. Бул алгебралык теңдемелердин системасынан белгисиз керектүү параметрлерди аныктоого болот.



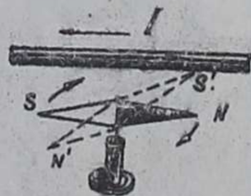
5.5.1-чизма



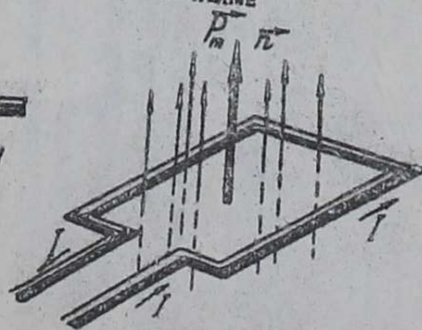
5.6.1-чизма



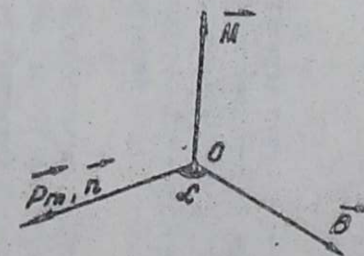
5.6.2-чизма



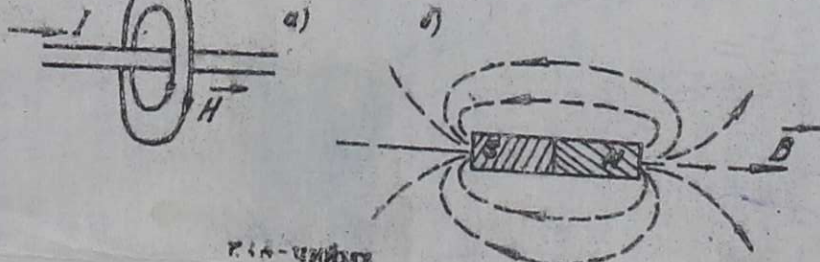
7.1.1-чизма



7.12-чизма



7.13-чизма



7.14-чизма

ЭЛЕКТРОМАГНИТИЗМ

Глава-7. Туруктуу токтун магнит талаасы.

7.I. Магнит талаасы. Магнит индукциясынын вектору $\vec{B}$.

Байыркы гректерге, туруктуу магниттер жана алардын темир буюмдарды өзүнө тарта турган жөндөмдүүлүктөрү белгилүү болгон. Жер шары да магнит болуп эсептелет. Илгерки кытайлар жердин магниттик касиеттин пайдаланып компасты жасашкан.

Биз мурда электр заряддарынын айланасында электр талаасы пайда болорун көргөндөй, туруктуу магниттердин жана электр токторунун айланасында магнит талаасы пайда боло тургандыгын көптөгөн тажрыйбалар көрсөткөн. Туруктуу магнитти же ток өтүп жаткан (токтуу) өткөргүчтү магнит талаасына киргизгенде аларга күч таасир этет. Магнит талаасы деген атты токтун талаасынын магнит жебесине болгон таасирине байланыштырышат. (Эрстеттин тажрыйбасы, 1920 ж, 7.I.I-чийме). Эгерде түз өткөргүчтү магнит жебечесине жакын жана жарыш кылып жайланыштырып, ал аркылуу ток жиберсек жебече өткөргүчкө перпендикуляр багытты көздөй айланат. Токтун күчү канчалык көп болсо, жебече ошончолук перпендикулярдуу болууга умтулат.

Магнит жебесин жердин үстүнө койсок бир учу түндүктү, экинчи учу түштүктү көздөй дайыма багытталат. ~~Жебенин түндүктү көздөй дайыма багытталат.~~ Жебенин түндүктү караган учун түндүк уюл деп C тамгасы менен белгилеп, ал эми түштүктү караган учун түштүк уюл деп $Ю$ тамгасы менен белгилеп коюлган.

Магнит талаасы токтуу өткөргүчкө да аракет кылат.

Электр тогу заряддуу бөлүкчөлөрдүн багыттуу кыймылы болгондуктан: I) Магнит талаасы кыймылдагы заряддарга гана аракет этет, ал эми кыймылсыз турган заряддарга таасир этбейт. Бизге белгилүү электр талаасы ар кандай абалдагы (тынч жана кыймылда) заряддарга таасир этерин эске салайлы.
2). Ошондой эле токтун айланасында магнит талаасы пайда болгондуктан, ар бир кыймылда болгон заряддын айланасында да магнит талаасы пайда болот деген жыйынтыкка келебиз.

3). Электр заряды кыймылдаганда анын айланасында электр талаасына кошумча магнит талаасы пайда болот экен.

Көптөгөн тажрыйбалардын негизинде магнит талаасынын булагы болуп кыймылдагы заряддар б.а. электр тогу эсептелери аныкталган.

Магнит талаасын мүнөздөө үчүн магнит индукциясынын вектору $\vec{B}$ киргизилет. Эми бул чоңдукту кантип аныктоо жана өлчөө керек?

Ал үчүн магнит талаасынын магнит жебесине кылган аракетин пайдалансак болор эле. Бирок, ал үчүн магнит жебесинин магниттик касиетти белгилүү болушу керек. Бирдей касиеттеги жебелерди жасоого болбойт жана убакыт өткөн сайын алардын магниттик касиети өзгөрөт

Ошондуктан магнит талаасынын токтуу өткөргүчкө аракетин пайдаланабыз. Ток өтүп жаткан алкакты (рамканы) магнит талаасына киргизгенде, ал айланып кандайдыр бир белгилүү багытка буруларын тажрыйбалар көрсөттү. Ал багыт магнит талаасынын багытына жараша болору аныкталды. Бул алкактын магнит талаасында айланышы, ага күчтүн ийини (момент силы) $\vec{M}$ таасир этерин көрсөтөт.

Ошентип, магнит индукциясынын векторун аныктоо үчүн токтуу алкакты алабыз. Мындай алкак аркылуу өткөн токтун күчү I жана ал курчаган тегиздиктин аянты S белгилүү болсо, аны ченелүү алкак деп коебуз. Ченелүү алкакты мүнөздөөчү чоңдук катары алкактын магнит ийининин вектору $\vec{P}_m$ (вектор магнитного момента) киргизебиз

$$\vec{P}_m = I \cdot S \vec{n}$$

Мында $\vec{n}$ ошол алкак курчаган тегиздикке тургузулган нормалдын бирдик вектору (7.1.2-чийме). Эгерде бураманын туткасынын айланышы багыты токтун багыты менен дал келсе нормалдын багыты катары оң бураманын жылыш багыты алынат.

Ушундай токтуу алкакты магнит талаасына жайлаштырсак, анда алкак айланып, тең салмактуу абалды ээлейт ($M=0$). Ошол алкактын нормалынын багыты магнит талаасынын багытын көрсөтөт.

Ченелүү алкакка таасир эткен күчтүн ийини $\vec{M}$ алкактын магнит ийинине P_m жана магнит индукциясынын векторуна түз пропорциялаш экендигин тажрыйбалар көрсөтөт, б.а.

$$\overline{M} = k'[\overline{p}_m \times \overline{B}] \qquad (7.I.2)$$

Мында k' тажрыйбадан аныкталуучу пропорция коэффициенти, же

$$M = k' p_m B \sin(\vec{n} \times \vec{B}) \qquad (7.I.3)$$

7.I.2. же 7.I.3 формуладан магнит талаасынын, алкак жайланышкан чекиттеги чоңдугун (B) аныктоого болот (7.I.3-чийме). Эгерде $|\vec{p}_m| = 1$ деп, жана алкактын нормалы $\vec{n}$ менен $\vec{B}$ векторунун ортосундагы бурч $\alpha = 90°$ болсо, 7.I.3-формуладан B=M экендигин алабыз б.а. мындай шартта магнит индукциясы $\vec{B}$ күчтүн ийинине $\vec{M}$ барабар болот. Ошентип, магнит индукциясынын вектору $\vec{B}$ бирдик магнит ийиндүү ченелүү алкакка таасир эткен күчтүн ийинине барабар экен. Демек $\vec{B}$ магнит талаасынын күчтүк мүнөздөмөсү болот.

Магнит талаасын ушундай ыкма менен өлчөө үчүн ченелүү алкактын өлчөмдөрү жеткиликтүү кичинекей болуш керек, б.а. алкактын тегиздигинин ар бир чекиттинде $\vec{B}$ бирдей (бир тектүү) болушу керек.

Магнит талаасын электр талаасы сыяктуу эле күч сызыктардын жардамы менен сүрөттөп көрсөтүүгө болот. Магнит индукциясынын күч сызыктары анын ар бир чекитине жүргүзүлгөн жанма сызык $\vec{B}$ векторунун багыты менен дал келгендей кылып жүргүзүлөт. Магнит талаасынын чоңдугу бул сызыктардын тыгыздыгы аркылуу сүрөттөлөт (7.I.4-чийме).
Магнит талаасынын күч сызыктары дайыма туюк болушат жана токтуу өткөргүчтү курчап турушат.

Эгерде токтуу өткөргүч ар кандай чөйрөдө (боштукта, диэлектриктердин же магниттик материалдардын ичинде ж.б.) жайлашса, ар кандай чөйрөдө B ар түрдүү чоңдукта болот. Себеби, чөйрөлөр атомдордон, молекулалардан турат. Алардагы айланып жүргөн электрондор микротокторду түзүшөт. Ар кандай ток сыяктуу эле бул микротоктор дагы өзүнүн магнит талаасын түзүшөт. Бул өзүмдүк магнит талаалар токтуу өткөргүчтүн (макротоктун) магнит талаасы менен кошулат. Ошентип, магнит индукциясынын вектору B макро жана микро токтордун магнит талааларынын суммасына барабар экен.
Боштукта (вакуумда) жайланышкан токтуу өткөргүчтүн (макро-

токтун) магнит талаасын мүнөздөө үчүн магнит талаасынын чыңалышы $\vec{H}$ деген чондук киргизилет, ал $\vec{B}$ сыяктуу эле вектор жана күчтүк мүнөздөмө.

Демек, $\vec{B}_0 = \vec{H}$ (абсолюттук системасында -СГСМ)

$\vec{B}_в = \mu_0 \vec{H}$ СИ системасында

Мында -магниттик турактуу сан,

СГСМ-системасында $\mu_0 = 1$

СИ-системасында $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м

Заттардын магниттик касиети магнит өтүмдүүлүгү μ менен мүнөздөлөт. Эгерде токтун айланасында кандайдыр бир чөйрө болсо, анын магнит талаасы чөйрө жок кездегиге салыштырганда μ эсе чоң болот экен (бул жөнүндө кийинчерээк толугураак токтолобуз), б.а.

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_B = \mu \mu_0 \vec{H} \qquad (7.1.4)$$

μ-чөйрөнүн магнит өтүмдүүлүгү, өлчөмсүз сан.

$\vec{B}_Б$-боштуктагы магнит талаасынын индукциясы

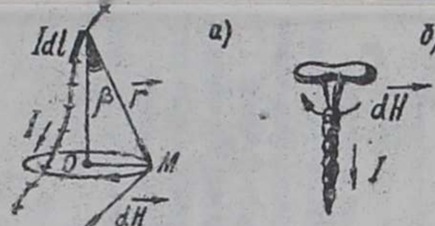
7.2. БИО-САВАР -ЛАПЛАСТЫН ЗАКОНУ

Турактуу токтун магнит талаасынын закон ченемдүүлүктөрүн тажрыйба жүзүндө БИО жана Савар өздөштүргөн, анын математикалык формула түрүндө Лаплас жазган.

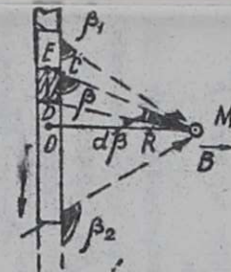
Магнит талаасынын булагы болуп ток эсептелерине ишендик. Бирок, магнит талаасынын чоңдуктары $\vec{B}, \vec{H}$ токтун күчүнө гана эмес, ошол ток өтүп жаткан контурдун калыбына да жараша болот. Бул кыйынчылыктан кутулуш үчүн: 1) Ток өтүп жаткан контурду жөнөкөй жана өтө кичинекей dl бөлүктөргө (элементтерге) бөлүшкөн жана бул элементти токтун күчүнө болгон көбөйтүндүсүнө токтун элементи Idl деп аташкан. Магнит талаасынын чоңдугу токтун элементинен гана көз каранды болот. 2)Ток өтүп жаткан контурдун толук магнит талаасы ошол элементтер түзгөн элементардык магнит талаалардын вектордук суммасына барабар болот (суперпозиция принциби)

$$\vec{H} = \sum_{i=1}^{N} d\vec{H}_i \qquad \vec{B} = \sum_{i=1}^{N} d\vec{B}_i = \int_L d\vec{B}_i \qquad (7.2.1)$$

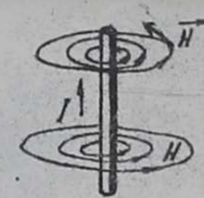
Ошентип, токтуу өткөргүчтүн магнит талаасын табыш үчүн, адегенде токтун элементинин магнит талаасынын закон ченемдүүлүгүн табыш керек экен, б.а. $d\vec{H} = f(Id\vec{l}, r...)$ табуу



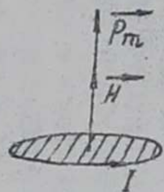
7.2.1-чизма



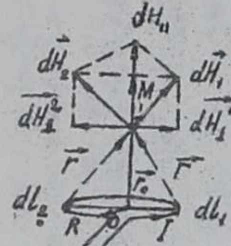
7.3.1-чизма



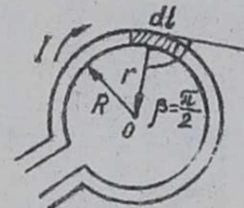
7.3.2-чизма



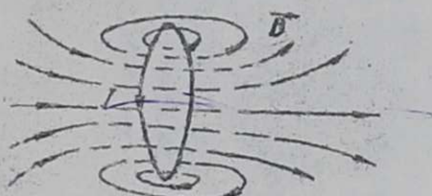
7.4.2-чизма



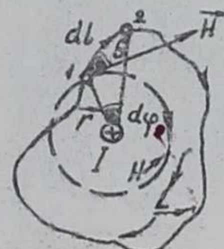
7.4.1-чизма



7.4.3-чизма



7.4.4-чизма



7.5.1-чизма

керек. Бул закон ченемдуулукту Био-Савар -Лапластар табыган (7.2.1[а]- чийме)

$$dH = k\frac{Idl}{r^2}\sin\beta \qquad (7.2.2)$$

же вектордук түрдө

$$d\vec{H} = k\frac{[Id\vec{l}\times\vec{r}]}{r^3} \qquad (7.2.3)$$

мында $\vec{r}$ -радиус вектор, k -пропорция коэффициенти: К= 1 -СГСМ системасында, $k=\frac{1}{4\pi}$ СИ системасында.

Ошентип, токтун элементи Idl дин r аралыгында түзгөн магнит талаасы dH ошол токтун элементине $Id\vec{l}$ жана $\vec{r}$ векторлорунун ортосундагы бурчтун синусунун) көбөйтүндүсүнө түз пропорциялаш ал эми аралыктын квадратына тескери пропорциялаш.

Элементардык магнит талаасынын багыты Idl дин багытына салыштырмалуу оң бураманын эрежеси боюнча аныкталат (7.2.1[б]-чийме). 7.1.4-формуланын негизинде dB ны dH аркылуу төмөндөгүчө туюнтуушат

$$d\vec{B} = k\mu\mu_0\frac{[Id\vec{l}\times\vec{r}]}{r^3} \qquad (7.2.4)$$

Био-Савар-Лапластын жана суперпозиция принцибин колдонуп ар кандай түрдөгү контурлар аркылуу өткөн токтордун магнит талаасын табууга болот. Төмөндө ушул боюнча эки мисал карайлы.

7.3. ТҮЗ СЫЗЫКТУУ ТОКТУН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Түз токтун R аралыгында жаткан M чекитиндеги магнит талаасын табайлы. Бул токтун ар кандай элементтери Idl үчүн dH магнит талаасынын багыты бирдей болгондуктан алардын суперпозициясы алгебралык суммасына барабар болот (7.3.1) (7.3.1-чийме). Ошондуктан, Био-Савар-Лапластын законуна (7.2.2). Суперпозиция принцибин (7.2.1) колдонуп, М чекитиндеги түз ток түзгөн магнит талаасынын чыңалуусун Н табабыз. Бирок, биз акыркы колдонуучу формулада берилген системанын өлчөнө турган чоңдуктары аркылуу (I, R, β) туюнтушубуз керек. Ошентип,

$$dH = k\frac{Idl}{r^2}\sin\beta \qquad (7.3.1).$$

$$\vec{H} = \sum_{i=1}^{N} d\vec{H}_i = \int_l d\vec{H} \qquad (7.3.2)$$

l-контурдун ток өтүп жаткан узундугу

7.3.I-формуладагы r, a, l, β параметрлерин өлчөнүүчү чоңдуктарга алмаштыралы 7.3.I-чиймеден үч бурчтуктардан

$$\angle ODM: \rightarrow r = R / \sin\beta \tag{7.3.3}$$

үч бурчтук $\angle CDE$: $DC = dl \sin\beta$ (7.3.4)

үч бурчтук $\angle DMC$: $DC = r d\beta$ (7.3.5)

7.3.4 жана 7.3.5 формулаларды теңдеп, жана 7.3.3 эске алып

$$dl = \frac{r d\beta}{\sin\beta} = \frac{R d\beta}{\sin^2\beta} \tag{7.3.6}$$

Эми (7.3.6) жана (7.3.3) формулаларды (7.3.I)-законго коюп төмөнкүнү алабыз

$$dH = k\frac{I}{R}\sin\beta d\beta \tag{7.3.7}$$

Бул туюнтма Idl элементинин токтон r аралыктагы dH магнит талаасын аныктайт. Бардык элементардык токтордун M чекитиндеги түзгөн талаасын табыш үчүн 7.3.7 туюнтмага суперпозиция принцибин (7.3.2) колдонобуз, б.а.

$$H = \int_L dH = k\frac{I}{R}\int_{\beta_1}^{\beta_2}\sin\beta d = -k\frac{I}{R}\sin\beta\Big|_{\beta_1}^{\beta_2} = k\frac{I}{R}(\sin\beta_1 - \sin\beta_2)$$

$$H = k\frac{I}{R}(\sin\beta_1 - \sin\beta_2) \tag{7.3.8}$$

Бул формула ичке түз ток үчүн колдонулат.

Эгерде түз токтун узундугу чексиз болсо, $\beta_1 \Rightarrow 0$; $\beta_2 \Rightarrow \pi$ чексиз түз ток үчүн (7.3.8) теңдемеден H үчүн төмөнкүнү алабыз

$$H = 2k\frac{I}{R} \tag{7.3.9}$$

Ошентип, чексиз түз токтун магнит талаасынын чыңалышы токтун күчүнө I түз пропорциялаш, ал эми андан каралган M чекитине чейинки R аралыкка тескери пропорциялаш экен.

Алынган туюнтма түз токко перпендикуляр болгон тегиздиктеги R аралыкта жаткан бардык чекиттер үчүн бирдей болгондуктан, бул чекиттердин орду айлананы түзөт.

Ошондуктан, түз токтун магнит талаасынын күч сызыктары борбору токто жаткан борбордош айланалардын тобун түзүшөт. (7.3.2-чийме). Магнит талаасынын күч сызыктарынын багыты оң бураманын эрежеси боюнча аныкталат.

7.4. ТЕГЕРЕК ТОКТУН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Радиусу R болгон айлана аркылуу жүргөн I тогунун анын борбору аркылуу өткөн огундагы магнит талаасын табайлы (7.4.1-чийме). Ал үчүн дагы эле Био-Савар-Лапластын (7.2.2) жана суперпозиция принцибин колдонобуз (7.2.1). Мурдагыдай эле контурдун параметрлерин өлчөнө турган I, R, r_0 чондуктары аркылуу туюнталы. 7.4.3-чиймеден: $\vec{dl} \perp \vec{r}$ болгондуктан $\beta = 90^\circ$, $\sin\beta = 1$ 7.2.2.-формуладан 7.4.1-чиймеден: $dl_1 = dl_2$ болгондуктан $dH_1 = dH_2 = dH$ $d\vec{H}_1$ жана $d\vec{H}_2$ векторлорун окко перпендикулярдуу $dH_\perp$ жана жарыш $dH_\parallel$ түзүүчүлөргө ажыратсак $dH_\perp^1 = -dH_\perp^2$, $dH_\parallel = dH\cos\alpha$ болот. Буга (7.4.1) коюп төмөнкүнү алабыз $dH = k\dfrac{Idl}{r^2}$ (7.4.1)

$$dH_\parallel = dH\cos\alpha = k\frac{Idl}{r^2}\cos\alpha \qquad (7.4.2)$$

Эми суперпозиция принцибин колдонолу.

Анда $\quad d\vec{H}_\perp = \sum_{i=1}^{N} d\vec{H}_\perp^i = 0 \quad$ себеби $dH_\perp = -dH_\perp^2$

Ошондой эле айлананын карама-каршы жактарындагы ушундай жуп элементтеринин магнит талааларынын нормалдуу түзүүчүлөрү $dH_\perp$

бирин жоюшуп, натыйжада алардын бардыгынын суммасы нөлгө барабар болот. Ал эми жарыш түзүүчүлөрү $dH_\parallel$ бир багыттуу болгондуктан кошулушат, б.а.

$$H = \oint_L dH_\parallel = k\frac{I\cos\alpha}{r^2}\oint_L dl = k\frac{I\cos\alpha}{r^2}2\pi R \qquad (7.4.3)$$

$\angle MON$-га бурчтугунан пифагордун теоремасын негизинде $r^2 = r_0^2 + R^2$ жана $\cos\alpha = \dfrac{R}{\sqrt{R^2+r_0^2}}$ экендигин табабыз.

Акыркыларды 7.4.3-туюнтмага коюп, төмөнкү барабардыкты алабыз

$$H = k\frac{2\pi R I}{R^2+r_0^2}\,\frac{R}{(R^2+r_0^2)^{1/2}} = k\frac{2\pi R^2 I}{(R^2+r_0^2)^{3/2}} \qquad (7.4.4)$$

Бул туюнтма тегерек токтун күчү I, контурунун радиусу R жана тегеректин борборунан r_0 аралыктагы окто жаткан M чекиттиндеги магнит талаасынын чыңалышын (H) аныктайт. Эми четки чектеги учурларды карайлы:

1). Айлананын борбору үчүн $r_0 = 0$ болгондуктан, борбордогу магнит талаасы

$$H_0 = k\frac{2\pi I}{R} \qquad 7.4.5)$$

барабар болот

2).Тескерисинче $r_o \gg R$ болсун. Анда $r_o^2 \gg R^2$ болгондуктан, (7.4.4) -теңдемеден

$$H = k\frac{2\pi R^2 I}{r_o^3} = k\frac{2IS}{r^3} = \frac{k}{k'}\frac{p_m}{r_o^3}\ ;\ p_m = k'IS$$

p_m-контурдун магнититинин ийини.
Ошентип, кичинекей тегерек контурдун магнит талаасы

$$\vec{H} = \frac{k}{k'}\frac{\vec{p}_m}{r_o^3}$$

контурдун магниттик ийинине $\vec{p}_m$ түз пропорциялаш жана багыты менен дал келет экен (7.4.2-чийме).

Тегерек токтун магнит талаасынын күч сызыктары, току курчаган туюк айланаларда болушат. Борбору аркылуу өткөн күч сызык айлананын огу менен дал келет (7.4.4-чийме).

7.5. МАГНИТ ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШ ВЕКТОРУНУН ЦИРКУЛЯЦИЯСЫ ЖӨНҮНДӨГҮ ТЕОРЕМА (ТОЛУК ТОКТУН ЗАКОНУ)

Ар кандай токтуу өткөргүчтүн же өткөргүчтөрдүн тобунун түзгөн магнит талаасын Био-Савар Лапластын законунун жана суперпозиция принцибинин негизинде табууга боло тургандыгын жогоруда көрсөттүк. Бирок бул жол жөнөкөй учурлар үчүн (түз жана тегерек токтор) ыңгайлуу, бирок жалпы жөнүнөн өзүн актабаган узун жана татаал эсептөөлөргө алып келет. Тогу бар өткөргүчтөрдүн магнит талаасын табуунун жөнөкөй закону болуп, магнит талаасынын чыңалыш векторунун ($\vec{H}$) циркуляциясы жөнүндөгү теорема эсептелет. Ал үчүн адегенде $\vec{H}$ векторунун циркуляциясы эмнеге барабар экендигин аныктайлы. I тогун курчаган контур L ушул токко перпендикуляр тегиздикте жатсын (7.5.1-чийме). $\vec{H}$ векторунун туюк L контуру боюнча болгон циркуляциясы деп, ушул туюк контур боюнча эки $\vec{H}$ жана $d\vec{l}$ (контурдун элементи) векторлорунун скалярдык көбөйтүндүсүнөн алынган интеграл аталат, б.а.

$$\oint_L \vec{H}d\vec{l} = \oint_L H dl \cos(\vec{H}\wedge d\vec{l}) = \oint_L H_l\, dl \qquad (7.5.1)$$

Мында $H_l = H\cos\theta$ $\vec{H}$ векторунун dl элементиндеги проекциясы, $\angle\theta = (\vec{H}\wedge d\vec{l})$

7.5.1-чиймеде көрүнгөндөй $dl_o = dl\cos\theta$, $dl_o = rd\varphi$, б.а. $dl\cos\theta = rd\varphi$ (7.5.2)

Түз I токтун r аралыгындагы магнит талаасынын чыңалышы

$$H = k\frac{2I}{R} \qquad (7.5.3)$$

экендигин жана 7.5.2-түшүнтмаларды эске алып, 7.5.I-формуладан

$$\oint H_1 dl = k\,2I\oint d\varphi \qquad (7.5.4)$$

алабыз.

Бул түшүнтмада, интегралдын параметри болуп ток өткөн өткөргүчтү айланган φ бурчу эсептелет. Биз L контуру боюнча толук айланып чыксак φ бурчу 0 дон 2π чейин өзгөрөт б.а.

$$\oint_L H_1 dl = k\,2I\int_0^{2\pi} d\varphi = k\,4\pi I \qquad (7.5.5.)$$

Бул интеграл, эгерде L контуру жаткан тегиздик I тогуна перпендикуляр болбосо да туура болот. Себеби $\vec{dl}$ векторун I тогунун багытына жарыш жана перпендикуляр кылып ажыратканда $\vec{dl} = \vec{dl}_{\parallel} + \vec{dl}_{\perp}$

$$\vec{H}\vec{dl} = Hdl_{\parallel}\cos(\vec{H}\,\vec{dl}_{\parallel}) + Hdl_{\perp}\cos(\vec{H}\cdot\vec{dl}_{\perp}) \quad \cos(\vec{H}\cdot\vec{dl}_{\parallel}) = 0$$

$$\vec{H}\vec{dl} = Hdl_{\perp}\cos(\vec{H}\cdot\vec{dl}_{\perp})$$

б.а. dl векторунун перпендикуляр түзүүчүсү $dl_{\perp}$ гана мааниге ээ болот.

Биз жогоруда I тогун курчаган туюк L контурун карадык. Эгерде мындай туюк контур токту курчабаса $\oint_L H_1 dl$ нөлгө барабар экендигин оңой эле көрсөтүүгө болот.

Эгерде туюк L контуру бир нече токторду курчаса (7.5.2-чийме) бул интеграл

$$\oint_L H_1 dl = k4\pi\sum_{i=1}^{N} I_i \qquad (7.5.6)$$

б.а. Магнит талаасынын чыңалыш векторунун туюк контур боюнча циркуляциясы сан жагынан ошол контур курчаган токтордун алгебралык суммасын $k4\pi$ көбөйткөнгө барабар экен. Бул биз жогоруда атаган теореманын аныктамасы болуп эсептелет. Бул теореманы <u>толук токтун закону</u> деп да атап коюшат.

7.5.2-чийме үчүн, алгебралык токтордун суммасы $\sum_{i=1}^{N} I_i = I_1 + 2I_2 + 0I_3 - I_4$ болот, б.а. ар бир ток туюк контур аркылуу канча жолу курчалса ошончо жолу эсептелет:

I_1 тогу бир жолу, I_2 тогу эки жолу, I_3 тогу курчалбайт, I_4 тогунун багыты карама-каршы.

Бул теорема магнит талаасынын негизги закону болуп эсептелет, б.а. 7.5.6-формуладан: I) Магнит талаасынын булагы болуп электр тогу эсептелет. 2). Магнит талаасынын токторду курчап турган туюк күч сызыктардан турат. Мындай талааларды соленоидалдуу же куюндуу деп аташат.

Бул теореманы колдонуунун мисалдарына токтололу.

7.6. СОЛЕНОИДДИН ЖАНА ТОРОИДДИН МАГНИТ ТАЛААЛАРЫ

Кандайдыр бир өзөккө бир калыпта удаалаш оролгон өткөргүчтөрдү соленоид деп аташат. Бул оромолор аркылуу бирдей I тогу өтөт. (7.6.1-чийме). Эгерде соленоиддин узундугу l, андагы оромолордун саны N болсо, андагы оромолордун тыгыздыгы $n=\frac{N}{l}$ болот. Ар бир оромонун түзгөн магнит талаасы кошулат.

Эгерде соленоиддин узундугу анын диаметринен алда канча чоң болсо, аны чексиз узун деп кароого болот. Мындай соленоиддин магнит талаасы анын ичинде топтолгон, анын сыртында жокко эсе (7.6.1-чийме). Ушундай чексиз узун соленоиддин магнит талаасын табыш үчүн магнит талаасынын чыңалыш векторунун циркуляциясынын теоремасын колдонобуз 7.5.6-формуладан.

$$\oint_L H_l\,dl = k4\pi NI$$

алабыз.

Бул формуладан магнит талаасынын чыңалышын табыш үчүн, барабардыктын сол жагындагы интегралды эсептөө үчүн ыңгайлуу түрдөгү туюк контурду алуубуз керек. Биздин шартта мындай контур N оромду өзүнө курчаган узундугу l болгон тик бурчтук болот, б.а. туюк L контуру боюнча болгон интегралды тик бурчтуктун төрт жактары боюнча болгон төрт интегралдын суммасы катары кароого болот,

$$\oint_L H_l\,dl = \int_1^2 H_l\,dl + \int_2^3 H_l\,dl + \int_3^4 H_l\,dl + \int_4^1 H_l\,dl = k4\pi NI$$

Тик бурчтуктун 1-2 жана 3-4 жактары магнит талаасынын векторуна перпендикуляр болгондуктан $H_l = H\cos 0 = 0$. Ал эми чексиз соленоиддин сыртында магнит талаасы болбогондуктан $H=0$) 4-1 жагында да $H_l=0$

Эшентип, $\oint_L H_l\,dl = \int_2^3 H_l\,dl = \int_2^3 H\,dl = Hl$. $Hl = k4\pi NI$

б.а. $H = k\frac{4\pi N}{l} = k4\pi nI$

Бул формуладан соленоиддин магнит талаасы анын ичинде топтолгон жана бир тектүү, ал токтун I күчүнө жана оромолордун n жыштыгына түз пропорциялаш экен. Бир тектүү магнит талаасы жарыш, бирдей жыштыкта жайланышкан күч сызыктар аркылуу көрсөтүлгөн 7.6.2- чийме).

Эгерде соленоиддин узундугу чектелүү болбосо ($l \sim R$) анда анын магнит талаасы H анын огунун кандайдыр бир чекитинде төмөнкүдөй аныкталарын далилдебестен жазалы (7.6.I-чийме)

$$H = k\, 2\pi I (\cos\varphi_2 - \cos\varphi_1) \tag{7.6.3}$$

Мында $\varphi_2 < \varphi_1$, $\cos\varphi_1 = -l_1 / R^2 + l^2$

$$\cos\varphi_2 = (l - l_1) / \sqrt{R^2 + (l - l_1)^2}$$

2.Тороид деп туюк соленоидди айтабыз (7.6.3-чийме) тороиддин магнит талаасынын чыңалышын табыш үчүн I.6.7-формуланы колдонобуз, торроиддин узундугу $2\pi l$

R тордун орточо радиусу,

$$H = k \frac{2NI}{R} \tag{7.6.4}$$

Акыркы формуладан, торроиддин магнит талаасы чексиз соленоид сыяктуу эле бир тектүү жана анын ичинде гана пайда болору келип чыгат.

7.7.КЫЙМЫЛДАГЫ ЗАРЯДДЫН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Био-Савар-Лапластын законунун негизинде Idl токтун элементи түзгөн dH магнит талаасынын чыңалышын түзөрүн көргөнбүз, б.а.

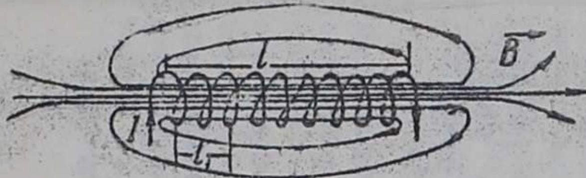
$$d\vec{H} = k \frac{[I d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \tag{7.7.I}$$

Электр тогу багыттуу кыймылдагы заряддардын тобу болгондуктан, dH талаасы элементиндеги заряддардын түзгөн талааларынын вектордук суммасына барабар болот, б.а.

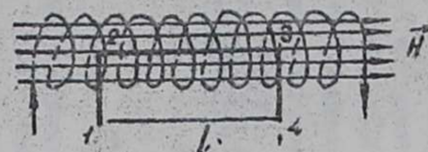
$$dH = Nh \tag{7.7.2}$$

. Мында h кыймылдагы бир заряддын түзгөн магнит талаасы. Эгерде $dl \ll r$ болсо, радиус вектор $\vec{r}$ бардык заряддар үчүн бирдей болот.

Токтун Idl элементин заряддардын саны N ылдамдыгы v жана чоңдугу q аркылуу туюнтабыз (7.7.I-чийме)

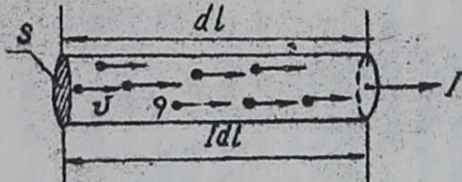


7.6.1-чизма

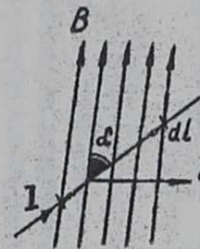


7.6.2-чизма

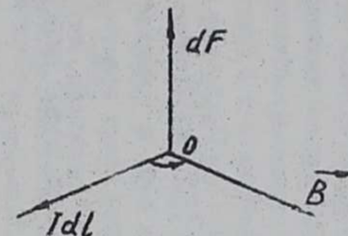
7.6.3-чизма



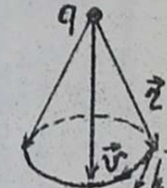
7.7.1-чизма



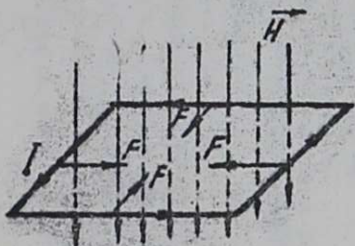
7.8.1-чизма



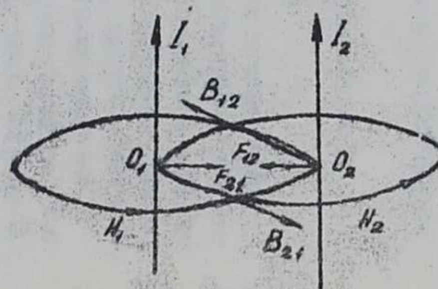
7.8.2-чизма



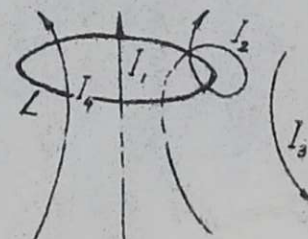
7.7.2-чизма



7.9.3-чизма



7.9.1-чизма



7.10.1-чизма

(7.7.3)

$$Idl = jSdl \qquad j = nq\upsilon$$ токтун тыгыздыгы

$$I\vec{dl} = nq\vec{\upsilon}Sdl = q\vec{\upsilon}nV = Nq\vec{\upsilon} \qquad (7.7.3)$$

Акыркы туюнтманы 7.7.I-формулага коюп

$$d\vec{H} = kNq\frac{[\vec{\upsilon}\times\vec{r}]}{r^3}$$

N зарядын/аралыгындагы магнит талаасынын чыңалыгын таптык. Бир заряддын магнит талаасын табыш үчүн dHты заряддардын саны N ге бөлөбүз.

$$\vec{h} = \frac{d\vec{H}}{N} = kq\frac{[\vec{\upsilon}\times\vec{r}]}{r^3} \qquad (7.7.4)$$

Бул ылдамдыгыυ болгон бир q зарядынын аралыгындагы магнит талаасынын чыңалышы болуп эсептелет. Кыймылдагы заряддын магнит талаасынын күч сызыктары, түз токтуку сыяктуу эле, заряддын кыймылынын багытынын айланган борбордош сызыктар болушат экен. (7.7.2-чийме)

7.8. Магнит талаасынын токко жасаган аракети. Ампердин закону.

Биз биринчи лекцияда, магнит талаасында жайланышкан өлчөмдүү алкакка күчтүн ийини таасир этип, кандайдыр бир бурчка буруларын көргөнбүз. Эми токтуу өткөргүчке магнит талаасынын таасир эткен күчүнүн закон ченемдүүлүгүн карайлы. Мындай закон ченемдүүлүктү Ампер тапкан (1820 ж).

Ампердин закону боюнча магнит индукциясы $\vec{B}$ болгон магнит талаасынын токтун элементине $I\vec{dl}$ аракет кылган $d\vec{F}$ күчү $\vec{B}$ жана $I\vec{dl}$ векторлорунун жана алардын ортосундагы бурчтун синусунун көбөйтүндүлөрүнө барабар (7.8.I-чийме), б.а.

$$dF = k' I dl B \sin(I\vec{dl} \wedge \vec{B}) \qquad (7.8.1)$$

же вектордук түрүндө

$$d\vec{F} = k'[I\vec{dl}\times\vec{B}], \qquad (7.8.2)$$

Мында k' пропорция коэффициенти.

$d\vec{F}$ Күчтүн багытын, эгер $I\vec{dl}$ жана $\vec{B}$ векторлорунун багыттары белгилүү болушса, үч ортогоналдуу векторлордун же сол кол эрежеси боюнча аныктоого болот (7.8.2-чийме).

√ Сол колдун жайык алакан*ындагы* төрт бармактын учтары токтун багытына дал келгендей жана магнит талаасынын күч сызыктары алаканга киргендей кылып койсок, баш бармак аракет кылган dF күчүнүн багытын көрсөтөт.

Ампердин законунан токтуу алкакка магнит талаасынан күчтүн ийини аракет кылары келип чыгарын көрсөтөлү (7.8.3-чийме) Адегенде токтуу алкактын тегиздиги (I-2-3-4) бир тектүү магнит талаасынын күч сызыктарынын тегиздигине дал келсин. Алкактын I-2 жана 3-4 жактарын ℓ деп, ал эми I-4 жана 2-3 жактарын деп белгилеп коелу. Анда I-2 жана 3-4 жактарына магнит талаасы тасир этбейт ($F_3, F_4 = 0$), ал эми I-4 жана 2-3 жактарына таасир эткен F_1 жана F_2 күчтөрү максималдуу болушат

$$F_1 = F_2 = BI\ell \tag{7.8.3}$$

жана карама каршы багытта болушкандыктан алкак OO огунун айланасында айлана баштайт.

Алкакка аракеттенген күчтүн ийини

$$M = F_n \sin(\hat{\vec{n}\vec{B}}) = Iab\sin(\hat{\vec{n}\vec{B}}) \tag{7.8.4}$$

$\vec{P}_m = IS\vec{n}$ эске алып,

Бул формуланы вектор түрүндө жазалы, б.а.

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \times \vec{B}] \tag{7.8.5}$$

Биринчи лекцияда бул формуланы тажрыйбадан чыккан формула катары колдонгонбуз. Ал эми азыр Ампердин законунан келип чыгарын көрсөттүк. Эгерде токтуу төрт бурчтуу алкак тең салмактуу абалына келсе $(\vec{n} \parallel \vec{B})$ анда анын жактарына ичке куушуручу (7.8.4-чийме) же аларды сырт жайтарды көздөй кеңейтүүчү күчтөр таасир этишет.

7.9. ЖАРЫШ ТОКТОРДУН ӨЗ АРА АРАКЕТТЕНҮҮЛӨРҮ

Ампердин законун жарыш токтордун өз ара аракеттенишине колдонолу. Бир токтун экинчиге болгон аракети, биринин түзгөн магнит талаасынын экинчи токко болгон аракети менен түшүндүрүлөт. I_1 жана I_2 токтору жарыш жана бир жакты көздөй багытталсын дейли (7.9.I-чийме). I_1 тогунун I_2 тогуна болгон аракетин табыш үчүн I_1 тогунун I_2 тогу өткөн чекит аркылуу түзгөн $B_{2,}$ магнит талаасын таап, Ампердин законун колдонуу зарыл.

$$B_{12} = k \mu\mu_0 \frac{2 I_1}{R} \quad (7.9.1)$$

$$dF_{12} = k\, I\, dl\, B_{21} \quad (7.9.2)$$

$I\bar{dl} \perp \bar{B}$ болгондуктан, $\sin(I\bar{dl} \wedge \bar{B}) = 1$

7.9.1-формуланы эске алып, 7.9.2 туюнтманы төмөндөгүдөй жазууга болот

$$dF_{12} = k' k \mu\mu_0 \frac{2 I_1 I_2}{R} dl \quad (7.9.3)$$

Сүрөттө көрсөтүлгөндөй, бул күч I_1 тогун көздөй багытталган. Ушул эле ыкма менен I_2 тогунун I_1 тогуна болгон аракетин dF_{21} тапсак 7.9.3-туюнтманы кайра алабыз жана бул күч I_2 тогун көздөй багытталган болот. Ньютондун үчүнчү закону боюнча

$$dF_{21} = -dF_{12} \quad (7.9.4)$$

Ток өтүп жаткан өткөргүчтөрдүн бирдик узундугуна аракет кылган күчтү тапсак, анда ал

$$f_{12} = \frac{dF_{12}}{dl} = k' k \mu\mu_0 \frac{2 I_1 I_2}{R} \quad (7.9.5)$$

барабар болот.

7.10. Электромагниттик чоңдуктарды өлчөөчү бирдиктердин системасы (СГСМ, СИ Гаусс)

Токтун жана магниттик бирдиктерди табуу үчүн, 7.9.5-формуланы (вакуумда $\mu=1$) колдонобуз,

$$\frac{dF_{12}}{dl} = f_{12} = k k' \mu_0 \frac{2 I_1 I_2}{R} \quad (7.10.1)$$

1. Адегенде СИ системасын карайлы. Бул системадагы бизге белгилүү үч негизги бирдиктерге: масса (кг), узундук (м) жана убакыт (сек), кошумча төртүнчү негизги бирдик токтун бирдиги ампер (А) киргизилет. Бул төртүнчү бирдиктин киргизилиши иш жүзүндө ыңгайлыкка алып келген менен физикалык эч негизге ээ эмес.

Эгерде эки чексиз узундуктагы түз жарыш, вакуумда бири биринен 1 м, аралыкта жайланышкан, кесилиш аянттары жокко эсе болгон өткөргүчтөр аркылуу өткөн бирдей туруктуу ток бири бирине 1 метр узундукка $2 \cdot 10^{-7}$ Ньютон күч менен аракеттенишсе мындай токтун чоңдугу 1 Амперге барабар болот.

Бул системада пропорция коэффициенттери төмөндөгүдөй маанилерге ээ деп алынат. $k'=1$; $k=1/4\pi$

7.10.1-формуланы пайдаланып магниттик турактуу μ_0 таап алабыз $I_1=I_2=1A$; $R=1м$; $f_{12}=2\cdot10^{-7}Н/м$

$$\mu_0=\frac{4\pi f_{12}R}{2I^2}=4\pi\cdot10^{-7}Н/A^2=4\pi\cdot10^{-7}Гн/м$$

Магнит талаасынын чыңалуусунун бирдигин чексиз түз токтун магнит талаасы формуласынан аныктайбыз

$$H=k\frac{2I}{R}=\frac{1}{4\pi}\frac{2I}{R}=\frac{1}{2\pi R} \qquad (7.10.2)$$

Бул формуладан магнит талаасынын чыңалуусунун бирдигин Ампер/метр ($A/м$) аркылуу табабыз. $1A/м$ дегенибиз чоңдугу 1 амперге барабар чексиз түз токтун $R=\frac{1}{2\pi}$ метр аралыкта түзгөн магнит талаасынын чыңалуусуна барабар болот. Бул шартта 7.10.2-формуладан

$$1\frac{A}{м}=\frac{1A}{2\pi\cdot\frac{1}{2\pi}м}=1\frac{A}{м}$$

алынат.

Ал эми магнит индукциясынын векторунун бирдиги $B=\mu_0 H$ формуласынан табылат жана СИ системасында тесла ($Тл$) деп аталат.

$$1Тл=4\pi\cdot10^{-7}Н/A^2\cdot1A/м=4\pi\cdot10^{-7}Н/A\cdot м$$

б.а.магнит талаасынын чыңалуусу $1A/м$ болсо, анын индукциясы $4\pi\cdot10^{-7}Тл$ барабар болот экен.

2.Абсолюттук электромагниттик бирдиктердин системасы СГСМ .Бул системада коэффициенттер $\mu_0=1; k'=k=1$.Токтун күчүнүн бирдиги болуп СГСМ, кабыл алынган. Буга кошумча механикалык чоңдуктардын СГС системасындагы негизги бирдиктер 1г, 1см, 1с колдонулат.

1 СГСМ, токтун бирдиги (7.11.1 формуладан табылат. Вакуум үчүн $\mu=1$)

Эки жарыш түз чексиз узундуктагы вакуумда $\mu=1$ бири биринен $R=2$ см аралыкта жайланышкан, кесилиш аянтары жокко эсе болгон өткөргүчтөр аркылуу өткөн турактуу ток бири бирине 1 метр узундукка 1 дина күч менен аракеттенишсе, алар аркылуу өткөн токтун күчү 1 $СГСМ_I$ барабар болот.

СИ системасындагы 1 Ампер менен СГСМ системасындагы 1 $СГСМ_I$ токтун бирдиктеринин ортосундагы байланышы 7.10.1-формуладан табабыз, $I_1=I_2=I$ болгондуктан жана $1дин=10^{-5}Н$, $R=2\cdot10^{-2}м$, $dl=10^{-2}м$

$$I=\sqrt{\frac{4\pi l dF}{2\mu_0 dl}}=10A$$

б.а. $1\,СГСМ_I = 10А$

СГСМ системасында магнит индукциясынын векторунун бирдиги катары Гаусс ($Гс$) алынат $[B]=1Гс$. Бул чоңдук Ампердин законунан аныкталат,

$$F = k' I l B \qquad (7.10.3)$$

Бир тектүү магнит талаасы I СГСМ, ток өтүп жаткан түз өткөргүчтүн ар бир см узундугуна I дина күч менен аракет этсе мындай магнит талаанын индукциясы I Гаусска ($Гс$) барабар болот

Мындан $k'=1 \quad [F]=1дина, \; [I]=1СГСМ$

$[l]=1см=10^{-2}м$

$$[B]=\frac{[F]}{[I][l]}=\frac{1\,дина}{1СГСМ_I\,1см}=\frac{10^{-5}Н}{10А\cdot 10^{-2}м}=10^{-4}Тл, \; б.а. \; 1Гс=10^{-4}Тл$$

Магнит талаасынын чыңалышынын бирдиги катары, СГСМ системасында Эрстед (Э). I Эрстед катары вакуумда индукциясы, I Гаусска барабар болгон магнит талаасы кабыл алынат. $B=\mu_0 H$ болгондуктан, жана СГСМ системасында $\mu_0=1$; $1Э=1Гс$

Эми I Эрстед менен СИ системасындагы (I $А/м$) ортосундагы байланышты табайлы

$$H=\frac{B}{\mu_0}=\frac{10^{-4}}{4\pi\cdot10^{-7}}\frac{А}{м}=\frac{10^3}{4\pi}\frac{А}{м}$$

б.а.

$$1Э=(10^3/4\pi)\,А/м$$

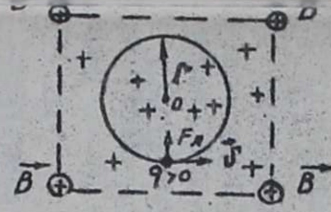
3.Гаусстун абсолюттук бирдиктеринин системасы. Бул системада физика колдонулуучу бирдиктердин эң ыңгайлуусу. СГСМ жана СГСЭ системалардан айырмасы, ампердин жана Био-Савар-Лапластын формулаларындагы пропорция коэффициенттери $k'=k=\frac{1}{c}$ барабар деп алынат жана c жарыктын вакуумдагы таралуу ылдамдыгы, физикада электродинамикалык турактуулук деп аталат.

СИ, СГСМ жана Гаусстун абсолюттук бирдиктеринин системасындагы электрдик жана магниттик чоңдуктардын байланыштарын физикалык атайын таблицалардан караңыздар.

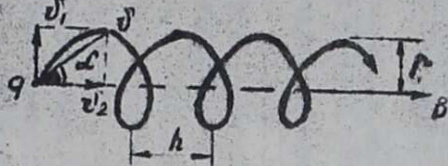
7.II. Магнит талаасындагы заряддардын кыймылы. Лоренцтин күчү.

Ампердин законунан $I\vec{dl}$ токтун элементине индукциясы болгон магнит талаасы $\vec{dF}$ күчү менен аракеттерин көргөнбүз

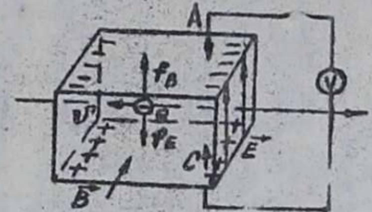
7.11.1 - ЧИЙМЕ



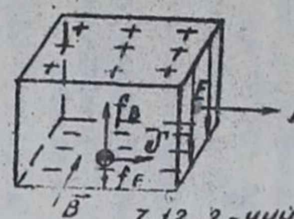
7.11.3 - ЧИЙМЕ



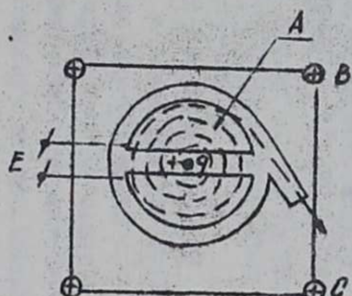
7.11.4 - ЧИЙМЕ.



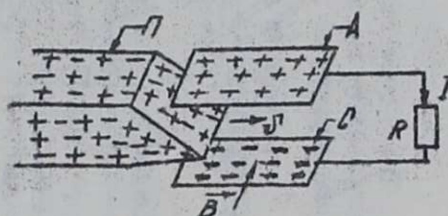
7.12.1 - ЧИЙМЕ



7.12.2 - ЧИЙМЕ



7.13.1 - ЧИЙМЕ



7.14.1 - ЧИЙМЕ

б.а.

$$dF = k' I dl B \sin(I\vec{dl}\,\hat{}\,\vec{B}) \tag{7.II.1}$$

Багыттуу заряддардын кыймылы токту, түзгөндүктөн, токтун Idl элементинин заряддардын саны N ылдамдыгы $\vec{v}$ жана заряддын чоңдугу q аркылуу § 1.7 түшүндүргөнбүз (7.7.3-формула)

$$I\vec{dl} = Nq\vec{v} \tag{7.II.2}$$

Эми магнит талаасынын кыймылдагы бир зарядка таасир эткен күчүн табыш үчүн, 7.II.2-формуланы 7.II.I формулага коюп заряддардын санына N бөлөбүз

$$f_B = \frac{dF}{N} = k' q v B \sin(\vec{v}\,\hat{}\,\vec{B}) \tag{7.II.3}$$

же вектордук түрдө жазсак

$$\vec{f_B} = k' q [\vec{v} \times \vec{B}] \tag{7.II.4}$$

Акыркы түюнтма Лоренцтин күчү деп аталат. Лоренцтин күчү магнит талаасынын кыймылда болгон зарядка жасаган аракетин көрсөтөт. Бул күчтүн багыты өз ара ортогоналдуу $\vec{v}, \vec{B}$ жана $\vec{f_B}$ векторлордун, же сол колдун эрежеси аркылуу аныктоого болот. 7.II.I жана 7.II.2-чиймелерден көрүнгөндөй бул күчтүн багыты кыймылдаган заряддардын белгисине да көз каранды. Эгерде оң $(q>0)$ жана терс $(q<0)$ заряддар, бир магнит талаасында бирдей багытта кыймылдашса, аларга карама-каршы багыттагы күчтөр таасир этет.

Эгерде кыймылдагы заряд электр ($\vec{E}$) жана магнит талааларында $\vec{B}$ болсо ага Лоренцтин күчүнөн башка электр күчү $f_e = q\vec{E}$ да таасир этет б.а.

$$\vec{F} = \vec{f_e} + \vec{f_B} = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}] \tag{7.II.5}$$

Бир тектүү магнит талаасындагы заряддардын кыймылын карайлы (электр талаасы жок). 1. Заряддын кыймылынын багыты ($\vec{v}$) менен магнит талаасынын күч сызыктары ($\vec{B}$) жарыш болсун ($\vec{v} \uparrow\downarrow \vec{B}$). Анда (7.II.3) формуланын негизинде $\sin\alpha = 0$ болгондуктан, Лоренцтин күчү ($f_B = 0$) нөл болот, б.а. мындай шартта заряддалган бөлүкчөгө магнит талаасы аракет кылбайт. 2. Заряддалган бөлүкчө магнит талаасынын күч сызыктарына перпендикуляр ($\vec{v} \perp \vec{B}$) кыймылдасын. (7.II.I, 7.II.2-чиймелер). Бул эки вектордун ортосундагы бурч $\alpha = \frac{\pi}{2}$ болгондуктан $\sin\alpha = 1$, Лоренцтин күчү сан жагынан

$$f_B = |q|\upsilon B = m\frac{\upsilon^2}{r} \qquad (7.II.6)$$

барабар болот. Заряддалган бөлүкчө $\overline{B}$ магнит индукциясынын векторуна перпендикуляр тегиздикте кыймылдайт. Лоренцтин күчү борбордон четтөчү күч болот.

$$f_B = |q|\upsilon B = m\frac{\upsilon^2}{r} \qquad (7.II.7)$$

Бул туюнтмадан, кыймылдын траекториясынын ийрилигинин радиусу

$$r = \frac{1}{(|q|/m)}\frac{\upsilon}{B} \qquad (7.II.8)$$

барабар болот.

Бир тектүү талаада B турактуу болгондуктан, массасы болгон заряддалган бөлүкчө айлана боюнча кыймылдайт, жана анын айлануу мезгили T турактуу болгондук болот

$$T = \frac{2\pi r}{\upsilon} = \frac{2\pi}{B}\cdot\frac{m}{q} \qquad (7.II.9)$$

Айлана боюнча болгон заряддын кыймылы ошол заряддын белгисине жараша болот экен (7.II.3-чийме). Бул чиймеде квадраттын ичинде магнит талаасы бир тектүү жана анын күч сызыктары чийменин тегиздигине перпендикуляр болуп киришет. (⊕ белгиси менен берилген). Оң заряддалган бөлүкчө $(q>0)$ солдон оңду көздөй кыймылдаса, сол колдун эрежеси боюнча жогору багытталган Лоренцтин күчү таасир этет. Эгер бөлүкчө терс зарядка ээ болгон болсо, анда ага таасир эткен күч төмөндө багытталмак.

3. Заряддалган бөлүкчө магнит талаасынын күч сызыктарына кандайдыр бир α бурчу менен кирсин (7.II.4-чийме). Магнит талаасынын багытына салыштырмалуу ылдамдык векторун жарыш жана перпендикуляр түзүүчүлөргө ажыратайлы

$$\overline{\upsilon} = \hat{\upsilon}_{\perp} + \overline{\upsilon}_{\parallel}, \quad \upsilon_{\parallel} = \upsilon\cos\alpha, \quad \upsilon_{\perp} = \upsilon\sin\alpha \qquad (7.II.10)$$

Ылдамдыктын жарыш түзүүчүсүнө магнит талаасы таасирин тийгизбешин жогоруда карадык. Мындай шартта бөлүкчө бир убакытта эки кыймылда болот - ал $\upsilon_{\parallel}$ ылдамдыгы менен магнит талаасынын күч сызыктарын бойлоп түз сызыктуу кыймылда болсо, $\upsilon_{\perp}$ ылдамдыгы менен радиусу

$$r = \frac{m}{|q|}\frac{\upsilon_{\perp}}{B} = \frac{m}{|q|}\frac{\upsilon\sin\alpha}{B} \qquad (7.II.11)$$

болгон айланма кыймылга катышып,

Жалпы жонунен бөлүкчөнүн кыймылынын траекториясы спиралы сызат. Бул спиралдын арымы $h=v_{\parallel}T$ жа 7.II.9 -формуланы пайдаланып төмөндөгүнү алабыз

$$h=\frac{2\pi}{B}\frac{m}{|q|}v\cos\alpha \qquad (7.II.I2)$$

7.I2. Холлдун эффектиси

Америкалык физик Э.Холл (1880 ж) металл (алтын) тилкесин магнит талаасына жайлаштырып, ток өткөзгөндө тилкенин төмөнкү жана жогорку тегиздиктеринин A жана C чекиттеринин ортосунда потенциалдардын айырмасы $\varphi_A-\varphi_C$ пайда болорун байкаган (7.I2.I- чийме). Мындай потенциалдардын айырмасы магнит талаасы бар кезде жана анын күч сызыктары токтун багыты менен перпендикуляр кезинде гана пайда болоруна көңүл бурган. Бул кубулуш Холлдун эффектиси деп аталып калды. Бул потенциалдардын айырмасы, тилке аркылуу өткөн токтун тыгыздыгына, магнит талаасынын индукциясына $\overline{B}$ жана тилкенин бийиктигине d түз пропорциялаш экендиги тажрыйбадан аныкталган,

$$U_x=\Delta\varphi=\varphi_A-\varphi_C=R_x j Bd \qquad (7.I2.I)$$

Мында R_x-Холлдун туруктуу саны. Эми электрондук теориянын негизинде Холлдун эффектин түшүндүрөлү.
Металлдарда ток электрондордун кыймылы менен байланышкан. Магнит талаасында кыймылдагы зарядка Лоренцтин күчү таасир этет. Чиймеде токтун багыты солдон оңду көздөй багытталган, бул электрондордун оңдон солду көздөй багытына туура келет, ал эми магнит талаасынын индукциясы $\overline{B}$ перпендикуляр багытталган. Мындай шартта электронго жогорку жакка багытталган Лоренцтин күчү таасир этет, Натыйжада электрондор өткөргүчтүн жогору жагына чогулат, ал эми төмөнкү тегиздикте терс заряддар жетишбегендиктен, оң заряддар топтолот. Ток өткөн өткөргүчтөгү заряддардын мындай бөлүнүшү алардын ортосунда электр талаасынын пайда кылат. Бул электр талаасы электронго Лоренцтин күчүнө карама-каршы (f_l) багытта аракет кылат. Бул күч бири-бирине барабар болгондо, тең салмактуу абал $f_B=f_E$ пайда болот же болбосо .

$$evB=eE \qquad (7.I2.2.)$$

эки жагын тилкенин бийиктиги d га көбөйтөлү

$$\upsilon B d = E d = U \tag{7.12.3}$$

токтун тыгыздыгы $j = \frac{I}{S} = n e \upsilon$ (7.12.4)

болгондуктан, $U = \frac{j}{ne} B d = R_x j B d$ (7.12.5)

Мында $R_x = \frac{1}{ne}$ Холлдун турактуусу, өткөргүчтөгү зарядка жана анын тыгыздыгына көз каранды экен. Ошондуктан, Холлдун тажрыйбасынан R_x ди өлчөп, андан өткөргүчтөгү электрондордун тыгыздыгын аныктоого болот экен.
Кийинчерээк, Холлдун эффектиси жарым өткөргүчтөрдө да байкалары аныкталды. Холлдун тажрыйбасын пайдаланып жарым өткөргүчтөрдөгү токту өткөргүчү заряддардын белгисин (оң, терс) аныктоого болот, себеби 7.12.5-формуладан көрүнгөндөй, потенциалдардын айырмасынын белгиси өткөргүчтөгү заряддын белгисине да жараша экен. 7.12.1-чиймеде жарым өткөргүчтүн же өткөргүчтүн заряды алып жүрүүчүлөрү терс заряддуу электрондор болгондуктан, көрсөтүлгөн шартта жогорку бети терс потенциалга ээ, ал эми 7.12.2-чиймеде жарым өткөргүчтүн зарядын алып жүрүүчү оң заряддагы бөлүкчө болгондуктан, жогорку бети оң потенциалга ээ.

7.13. Заряддалган бөлүкчөлөрдүн ылдамдаткычтары.

Электр жана магнит талааларынын жардамы менен заряддалган бөлүкчөлөрдү (электрон, протон, мезон ж.б.) жогорку энергияга жеткирүүчү куралдарды -алардын ылдамдаткычтары деп аташат. Мындай ылдамдаткычтар ылдамдануучу бөлүкчөлөрдүн түрлөрүнө, энергияларына жана интенсивдүүлүгү менен мүнөздөлүшөт. Ылдамдатылуучу бөлүкчөлөрдүн траекториясына жана ылдамдатуунун шартына жараша ылдамдаткычтарды түз, циклдүү (мезгилдүү) жана индукциондуу кылып бөлүнүшөт. Түз ылдамдаткычтарда бөлүкчөлөрдүн траекториясы түз сызык боюнча ал эми циклдүү жана индукциондуу ылдамдаткычтарда бөлүкчөлөрдүн траекториясы айлана же спираль түрүндө болушат.

Ылдамдатылуучу бөлүкчөлөрдүн энергиясы электр талаасынан көбөйөт.

I-Түз сызыктуу ылдамдаткычтар электростатикалык жана индукциондуу болуп эки түргө ажыратылат. Электростатикалык түз сызыктуу ылдамдаткычтарда заряддуу бөлүкчө ылдамдатуучу электр талаасы аркылуу бир нече жолу өтүп, бөлүкчө $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ потенциалдардын айырмасын өткөндө $W = qU$ энергиясына ээ болот. Ошентип, бөлүкчө канчалык көп потенциалдардын айырмасын басып өтсө, ошончолук көп энергияга ээ болот. Заряддалган бөлүкчөлөрдү электр талаасы аркылуу бир нече жолу өткөрүү менен алардын энергиясын ондогон миллион электрон вольтко (МЭВ) жеткирүүгө болот.

Индукциондуу түз ылдамдаткычтарда заряддалган бөлүкчөлөр энергияны жогорку жыштыктагы өзгөрмөлүү электр талаасынан алышат. Бул электр талаасы ылдамдатылуучу бөлүкчөлөрдүн кыймылына жараша (синхронно) бирдей өзгөрөт. Ушундай жол менен заряддалган бөлүкчөлөрдүн энергиясын, 3 км жолду өткөндө 22 ГЭВ чейин жеткизишкен (США).

2. Азыркы мезгилдеги эң кубаттуу ылдамдаткычтар циклдүү принципте иштешет. Аларда заряддалган бөлүкчөлөр электр талаасын көп жолу басып өтүшүп ар бир өткөндө энергиясын жүздөгөн миң электронвольтко (эВ) көбөйтүп олтурат. Мындай ылдамдаткычтарга циклотрон, фазатрон, синхрофазотрондор кирет.

Циклотрон эки жука металлдан жасалган жарым тегерек A коробкадан (Дуант) турушат (7.13.1-чийме). Бул дуанттардын ортосундагы жылчык менен бөлүнгөн жана алар күчтүү магниттин эки уюлунун ортосунда жайланышат. Эки дуант өзгөрмөлүү электр талаасынын (E) булактарына туташтырылган. Бул дуанттын борборунан (C чекити) заряддалган бөлүкчөлөр бүркүлүп турат. Алар дуанттын жылчыктарынын ортосундагы электр талаасынын энергия алышат. Электр талаасынын багыты, заряддалган бөлүкчө жылчыкка жеткенде, аны ылдамдаткандай болуп өзгөрүп турат. Магнит талаасынын таасири астында заряддалган бөлүкчө айлана боюнча кыймылдагандыктан, анын айлануу мезгили заряддалган бөлүкчөнүн салыштырмалуу зарядына (q/m) жана магнит талаасынын индукциясына гана жараша болот. (7.11.9-формула)

$$T = \frac{2\pi}{(q/m)} \cdot \frac{1}{B} \qquad (7.13.1)$$

электр талаасы дагы ушундай мезгил менен өзгөрүп турушу зарыл. Электр талаасын ар бир жолу басып, өткөн сайын аны энергиясы (ылдамдыгы) көбөйгөндүктөн бөлүкчөнүн айлануу радиусу чоңоюп олтурат (7.II.8-формула).
Мындай бөлүкчө белгилүү бир энергияга жеткенден кийин циклотрондон учуп чыгат жана аны ар түрдүү керектөөлөргө пайдаланышат. Циклотрондордо магнит талаасы туруктуу, ал эми электр талаасынын чыңалышы гармоникалык закон менен туруктуу T мезгили менен өзгөрөт.

$$E = E_0 \sin(2\pi/T)t \qquad (7.13.2)$$

Бөлүкчөнүн энергиясы (ылдамдыгы) өскөн сайын анын массасы өзгөрөрүн билебиз

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad (7.13.3)$$

б.а. ылдамдыгы өскөн сайын заряддалган бөлүкчө "оордой" баштап, айлануу мезгили узарат.
Ошондуктан, бөлүкчөнүн ылдамдыгы чоңойгондо ($v \sim c$) электр талаасынын өзгөрүшү менен бөлүкчөнүн айлануу мезгилдеринин ортосундагы синхрондуулук (дал келүүчүлүк) бузула баштайт. Бөлүкчөнүн ылдамдыгы кандайдыр бир чоңдукка жеткенде, аны айлануу мезгили электр талаасынын тескери фазасына түшүп ылдамдатылбастан, тескерисинче акырындай баштайт. Ошентип, циклотрондо заряддалган бөлүкчөнү белгилүү бир энергияга чейин гана ылдамдатууга болот экен. Мындай энергиянын жогорку чеги төмөнкү формула менен аныкталат.

$$W_r = 4\sqrt{m_0 c^2 q U_0/\pi} \qquad (7.13.4)$$

Мында q, m_0 бөлүкчөнүн заряды жана тынч абалындагы массасы, c жарыктын ылдамдыгы U_0-дуанттардын ортосундагы чыңалуунун амплитудасы. Мисалы $U_0 = 10^5$ В болсо, анда протон үчүн $W_r = 21{,}9$ МэВ болсо, электрон үчүн $W_r \approx 1$ МэВ болот. Ошондуктан, циклотрондор электрондорду ылдамдатуу үчүн жараксыз экен.
<u>Фазатрон.</u> Фазатрондун түзүлүшү циклотрондукунан айырмаланбайт, магнит талаасы туруктуу. Бирок фазатрондо циклотрондогу электр талаасы менен бөлүкчөнүн айлануу мезгилдеринин бузулушу электр талаасынын мезгилин акырындап өзгөртүү аркылуу калыбына келтирилет. Заряддалган бөлүкчөнүн айлануу радиусу, анын ылдамдыгына жараша чоңоюп олтургандыктан, анын

эң жогорку энергиясы фазатрондун диаметри жана магнит индукциясынын чоңдугу менен байланышкан. Мисалы, СССРде электромагнитинин салмагы 10^7 кг ,уюлдарынын диаметри 6 м болгон фазатрон протонду 680 МэВ энергияга чейин ылдамдатат. Фазатрон да циклотрон сыяктуу эле электрондорду ылдамдатууга жараксыз, себеби анын массасы, орбитасынын радиусу жана айлануу мезгили, ылдамдыгы өскөн сайын өтө тез өсүшөт.

Ошондуктан, электрондорду ылдамдатуу үчүн циклдүү ылдамдаткычтардын башка түрлөрү- бетатрон жана синхротрондор колдонушат. Бетатрондун иштөө принциби электромагниттик индукция кубулушуна негизделгендиктен аны кийинчерээк карайбыз.

Синхротрондо, өзгөрмөлүү электр талаасынын жыштыгы туруктуу ал эми магнит талаасынын индукциясы өзгөрүлөт. Бөлүкчөнүн толук энергиясы $W=mc^2$,анын массасына түз пропорциялаш болгондуктан, анын магнит талаасындагы айлануу мезгили (7.I3.I) төмөндөгүчө мезгилин (7.I3.I) төмөндөгүчө жазууга болот (c -жарыктын ылдамдыгы))

$$T=\frac{2\pi}{qc^2}\frac{W}{B} \tag{7.I3.5}$$

Ошондуктан, синхрондоо шарты сакталсын үчүн, бөлүкчөнүн энергиясы өскөн сайын магнит талаасынын индукциясын чоңойтуу талап кылынат. Синхротрондордо заряддалган бөлүкчөлөр спираль түрүндө эмес айланага жакыны орбиталар боюнча айланышат.

г) Синхрофазатрон. Синхрофазатрондо жогоруда айтылган синхротрон жана фазатрондордун иштөө принциптери кошулган б.а. электр талаасынын жыштыгы жана магнит талаасынын чоңдугу өзгөртүлөт. Ошондуктан, мындай ылдамдаткычтардын жардамы менен бөлүкчөлөрдү эң чоң энергияларга чейин ылдамдатууга болот.

Серпуховдогу (СССР) синхрофазатрон протондорду 76 ГэВ чейин ал эми Чикагодогу (США) Синхрофазатрон 400 ГэВ чейин ылдамдатышат.

7.14. Магнито-гидродинамикалык (МГД) генератор

МГД-генератордун иштөө принциби Холлдун эффектисинин пайда болушуна окшош жана Лоренцтин күчүнө байланыштуу. МГД-генератордун түзүлүшү жөнөкөй (7.14.I-чийме). Ал эки жарыш тегиздикте жайланышкан А жана С өткөргүчтөн жасалган тилкелерден электроддордон турат. Бул тилкелердин ортосундагы боштукта магнит талаасы түзүлөт. Эгерде ошол боштук аркылуу плазма жогорку ылдамдыкта өтсө жана анын кыймыл багыты магнит талаасынын күч сызыктарына перпендикуляр болушса $(\vec{v} \perp \vec{B})$, Лоренцтин күчүнүн таасири менен плазманын оң заряддалган бөлүкчөлөрү бир электродко (сүрөттө жогоркусуна), ал эми терс заряддалган бөлүкчөлөр экинчи электродко бөлүнүшүп, алардын ортосунда потенциалдар айырмасы пайда болот. Бул эки электродду кандайдыр бир каршылыкка (лампочка, электромотору, үтүг ж.б.) ал аркылуу ток өтөт.

МГД-генераторду түзүүдө эң негизги элемент плазманын агымы болуп эсептелет. Плазманы, жылуулук электр станцияларындагы буу турбиналарындагы жогорку температурааларды ($T \sim 300°C$) пайдаланып алууга болот. Кээ бир заттардын атомдору, ушул температурада иондорго (оң жана терс заряддарга) ажырашат, Мисалы, натрийдин атомдору. Ал эми натрийдин Na иондоштурулган буулары температуранын градиентинин эсебинен ысытылган суукту көздөй жылышып, плазманын агымын пайда кылышат. Ошентип, МГД-генератору жылуулук электростанциясы менен бирдикте иштеп, анын пайдалуу аракет коэффициентин (п.а.к.) жогорулатат. Азыркы кездеги МГД-генераторлордун кубаттуулугу ~ 100 Мегаваттка жетет.

7.15. Магнит агымы

Магнит индукциясынын векторунун агымы же кыскача магнит агымы ($d\Phi$) деп элементардык dS аянтчанын магнит индукциянын векторунун аянтчага тургузулган бирдик нормалга түшкөн проекциясына B_n болгон көбөйтүндүсү аталат (7.15.I чийме)

$$d\Phi = B_n dS = BdS\cos\alpha = \vec{B}d\vec{S} \qquad (7.16.1)$$

Мында $\angle\alpha = (\bar{B}\,^\wedge\,\bar{n})$, $d\bar{S} = \bar{n}\,dS$ аянтча вектору.
Бул туюнтманы толук S бети боюнча интегралдап, ошол S бети боюнча өткөн агымды алабыз,

$$\Phi = \int_S B_n\,dS = \int_S \bar{B}\,d\bar{S} \qquad (7.15.2)$$

7.15.1-формуладан $B_n = d\Phi/dt$ б.а. B_n-бирдик аянтка туура келген күч сызыктардын санына барабар болгондуктан, магнит агымы ошол аянтча аркылуу өткөн күч сызыктардын толук санын барабар. Магнит агымы оң жана терс болуп белгиси менен да айырмаланат. Чындыгында эгерде $\alpha < 90^\circ$ болсо $\cos\alpha > 0$, магнит агымы ($d\Phi > 0$) оң сан болот. Бул учурда магнит талаасынын күч сызыктары нормаль тургузулган беттен чыгышат. Эгерде $\alpha > 90^\circ$ болсо магнит күч сызыктары нормал тургузулган бетке кирет, $\cos\alpha < 0$ магнит агымы Φ терс мааниге ээ болот. Магнит агымы бир тектүү жана S бети жалпак болсо магнит агымы $\Phi = BS$ болот.

Эгерде магнит талаасы бир тектүү болбосо жана S бети жалпак болбосо, S бетин элементардык dS бетчелерге бөлүү керек. Мындай бетчелердин аянтын ар биринен бирдей сандагы бир тектүү күч сызыктар өткөндөй кылып тандоо зарыл. Жалпы магнит агымы 7.15.2 -формула менен аныкталат.
Магнит агымынын бирдиги СИ системасына $[\Phi] = [B][S] = Тл\cdot м^2 = \frac{B\cdot c}{м^2}\,м^2 = B\cdot c$ Вебер (Вб) деп аталат.
СГСМ системасында Максвелл мкс.

$$1\,Мкс = 1\,Гс\cdot 1\,см^2;\ 1\,Тл = 10^4\,Гс,\ 1\,Вб = 10^8\,Мкс$$

7.16. Остроградский-Гаусстун магнит талаасы үчүн теоремасы

Туюк бет аркылуу өткөн магнит агымы нөлгө барабар.

$$\oint_S B_n\,dS = \oint_S \bar{B}\,d\bar{S} = 0 \qquad (7.16.1)$$

Бул теорема магнит талаасынын күч сызыктарынын туюктугунан (соленоидалдуулугунан) келип чыгат (7.16.1-сүрөт). Туюк беттин S_1 жагынан кирген магнит агымы S_2 бетинен чыккан агымга сан санынан бирдей, бирок белгилери карама каршы $\Phi_1 = \Phi_2$ себеби кирген жана чыккан сызыктардын сандары бирдей. Ал эми жалпы магнит агыны алардын суммасына барабар

7.17. Магнит чынжырларынын закондору

Биз жогоруда, солөноиддин жана торроиддин өзектөрүндө магнит талаасы пайда болорун карагандыз. Ушул сыяктуу магнит талаасы топтолгон мейкиндиктин бөлүктөрүнүн тобун магниттик чынжырлар деп аташат. Магнит талаасын күчөтүш үчүн магнит өткөрүмдүүлүгү μ өтө чоң болгон магниттик материалдардын турган магниттик чынжырларды колдонушат (мисалы, темир). Мындай чынжырлардагы магнит талаасынын булагы болуп чынжырдын бир бөлүгүн түзгөн токтуу катушка эсептелет. Трансформаторлор, электромагниттер, электромотор ж.б. элементтерден турган магнит чынжырын эсептөө мааниллүү мааниге ээ. Магниттик чынжырларды эсептөө толук токтун законуна жана Остроградский-Гаусстун магнит талаасы үчүн теоремасына негизделет.

Жөнөкөй мисал катары, ичке жылчыктуу шакек сыяктуу өзөктүү соленоидден турган магнит чынжырын карайлы. Оромолордун саны N, токтун күчү I. l_2-абадагы жылчыктын кендиги, l_1 -өзөктүн узундугу (7.17.1-чийме).

Толук токтун закону боюнча соленоиддеги магнит талаасынын чыңалышы

$$\oint H_l\, dl = k4\pi NI \tag{7.17.1}$$

Өзөктөгү l_1 жана жылчыктагы абада ($l_2, \mu_2=1$) магнит талааларынын чыңалышы ар түрдүү болгондуктан

$$H_1 = \frac{B}{\mu_1\mu_0} \qquad H_2 = \frac{B}{\mu_2\mu_0} \tag{7.17.2}$$

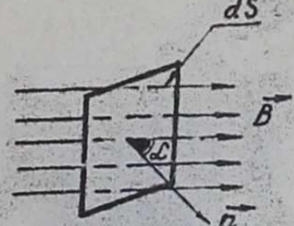
же болсо $\oint H_l\, dl = H_1 l_1 + H_2 l_2 = B\left(\frac{l_1}{\mu_1\mu_0} + \frac{l_2}{\mu_2\mu_0}\right) = 4\pi kNI$

$$B = k\mu_0 \frac{4\pi NI}{\frac{l_1}{\mu_1} + \frac{l_2}{\mu_2}} \tag{7.17.6}$$

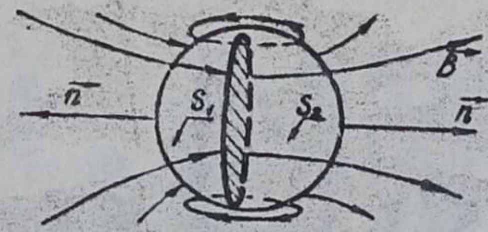
Эгерде өзөк туюк темирден болсо ($\mu_1 = \mu_2 = \mu$)

$$B = B_1 = k\mu \frac{4\pi IN}{l_1 + l_2} \tag{7.17.7}$$

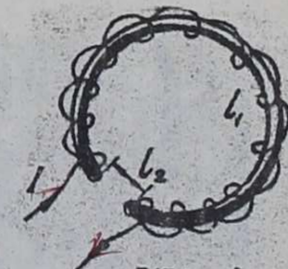
$\mu_1 \gg \mu_2$ болгондуктан, $B_1 > B$ болот, б.а. өзөк туюк болбосо, андагы абалуу жылчык жалпы катушкадагы магнит талаасынын азайышына алып келет экен. Мындай болбос үчүн жылчыгы өтө



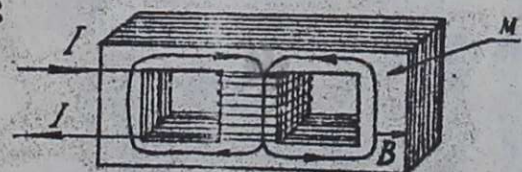
7.15.1-чизма



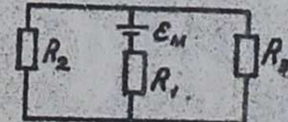
7.16.1-чизма



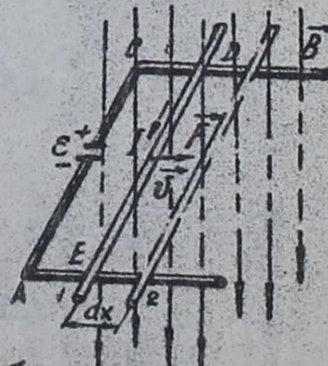
7.17.1-чизма



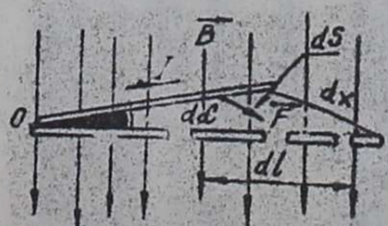
7.17.2-чизма



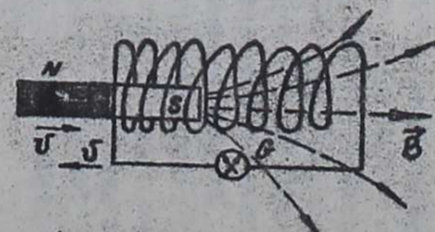
7.17.3-чизма



7.18.1-чизма



7.18.2-чизма



8.1.1-чизма

кичинекей кылыш керек.
7.17.6.барабардыктын эки жагын өзөктүн кесилиш аянтына көбөйтүп, ал аркылуу өтүүчү магнит агынын алабыз

$$\Phi = BS = k\frac{4\pi IN}{\frac{1}{\mu_1\mu_0}\frac{l_1}{S}+\frac{1}{\mu_2\mu_0}\frac{l_2}{S}} \qquad (7.17.8)$$

Бул туюнтма, Омдун толук чынжыры үчүн законуна түспөлдөш көрүнөт; б.а.

$$I=\frac{\mathcal{E}}{R+r}=\frac{\mathcal{E}_M}{R_1+R_2} \qquad (7.17.9)$$

Мында $\mathcal{E}_M = k4\pi NI$ магнит агынын түзүүчү магнит кыймылдаткыч күчү

$R_1=\frac{1}{\mu_1\mu_0}\frac{l}{S}$ – өзөктүн магниттик каршылыгы

$R_2=\frac{1}{\mu_2\mu_0}\frac{l}{S}$ – жылчыктын магниттик каршылыгы

$R_M=R_1+R_2$ – магнит чынжырынын толук каршылыгы

Ошондуктан, 7.17.9-туюнтма Омдун магнит чынжырлары үчүн толук закону деп аталат.

Татаал магнит чынжырларынын магниттик мүнөздөөчү чондуктарды эсептөө үчүн Кирхофтун эрежелери колдонулат. Кирхофтун I-эрежеси

$$\sum_{i=1}^{N}\Phi_i=0 \qquad (7.17.10)$$

магнит өткөргүчтөрдүн түйүндөрүндөгү магнит агындарынын алгебралык суммасы нөлгө барабар.

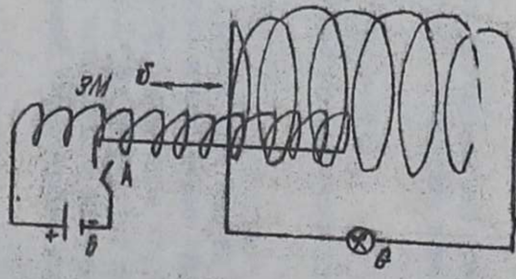
Кирхофтун II-эрежеси $\sum_{i=1}^{N}\Phi_i R_{Mi}=\sum_{i=1}^{N}\mathcal{E}_{Mi}$ (7.17.11)

тармакталган магнит чынжырынын ар кандай туюк контурунда магнит агындарынын чынжырдын тиешелүү бөлүктөрүнүн магниттик каршылыктарына болгон көбөйтүндүлөрдүн алгебралык суммасы ошол контурдагы магнит кыймылдаткыч күчтөрүнүн алгебралык суммасына барабар.7.17.2-чиймеде жөнөкөй тармакталган магнит чынжыры-электромагнит берилген, анын эквиваленттүү схемасы 7.17.3-чиймеде көрсөтүлгөн.

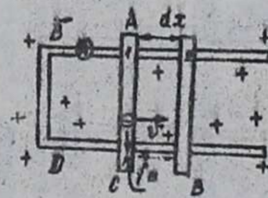
Кирхгофтун эрежелерин (7.17.10-7.17.11) колдонуп, электромагниттин керектүү магниттик мүнөздөмөлөрүн эсептей алабыз.

7.18. Магнит талаасындагы токтуу өткөргүч жылгандагы жумуш

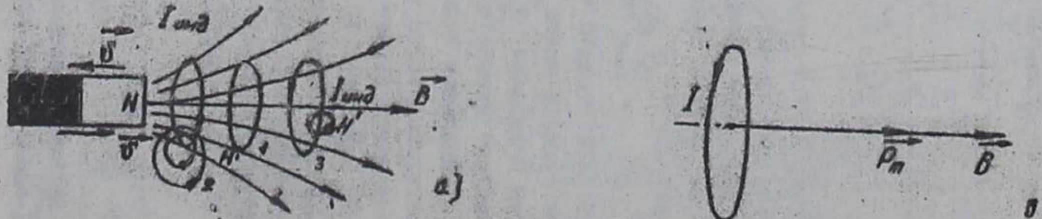
Магнит талаасына ($\bar{B}$) токтуу өткөргүчтү жайгаштыралы (7.18.1-чийме) АСДЕ электр контурунун DE бөлүгү контакты буз-



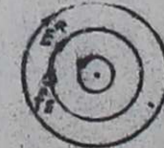
8.1.2-чизма



8.2.1-чизма



8.1.3-чизма



8.2.2-чизма

бай эркин жылуу мүмкүнчүлүгү бар дейли. Анда буя dE өткөргүчкө Ампердин күчү аракет кылат

$$F = k' I l B \sin\alpha \qquad (7.18.1)$$

Биздин шартта $I \perp B$ болгондуктан
Бул күчтүн таасири астында DE өткөргүч dx аралыгына жылып,

$$dA = F dx = k' I dl B dx = k' I B l dx =$$
$$= k' I B dS = k' I d\Phi \qquad (7.18.2)$$

жумуш аткарылат.

Эгерде токтун багыты магнит индукциясынын күч сызыктарына перпендикуляр болбосо, анда $\bar{B} = \bar{B}_{\parallel} + \bar{B}_{\perp}$ векторун түзүүчүлөргө ажыратуу керек. Бул вектордун $B_{\parallel}$ түзүүчүсү токко аракет кылбагандыктан, анын $B_{\perp}$ түзүүчүсүн гана алуу керек, анда $d\Phi = B_{\perp} dS$ болот. Ошондой эле тогу бар өткөргүч магнит талаасында кандайдыр бир 0 огунун айланасында айлансын дейли. Мурдагыдай эле $B \perp I dl$ жөнөкөй учурун карайлы. Магнит талаасынын таасири менен өткөргүч оң жакты көздөй айланат. Андагы аткарылган жумуш (7.18.2-чиймe)

$$dA = k' I dl B dx = k' I d\Phi \qquad (7.18.3)$$

Ошентип, бул эки мисалдын негизинде төмөнкүдөй жыйынтыкка келебиз: магнит талаасында жайланышкан токтуу өткөргүчтү жылдыруудагы Ампердин күчүнүн аткарган жумушу, ошол туруктуу I токтун күчүн, ток өзүнүн кыймылынын натыйжасында чийип өткөн бет аркылуу өткөн магнит $d\Phi$ агымынын көбөйтүндүсүнө барабар экен.

Эгерде ток өтүп жаткан контурдун бир гана эмес, контур толугу менен магнит талаасында жылса, анда аткарылган жумуш контурдагы туруктуу токтун күчүн, ошол контур жылганда ал аркылуу өткөн магнит агымын өзгөрүшүнүн ($d\Phi$) көбөйтүндүсүнө барабар экендигин көрсөтүүгө болот. Эгерде контурдун биринчи абалындагы магнит агымы Φ_1 болсо, жылгандан кийинки экинчи абалындагы магнит агымы Φ_2 болсо, $d\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$

$$A_{12} = I(\Phi_2 - \Phi_1) \qquad (7.18.4)$$

Глава 8. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯ

8.1.Электромагниттик индукция кубулушу жана анын негизги закону

Мурдакы главада электр тогу магнит талаасын булагы болорун көрдүк. Бул кубулуштун тескериси да болушу керек, б.а. магнит талаасы токту пайда кылабы деген суроо туулат. Бул суроого, 1831 жылы Фарадей жооп берген.

Фарадей туруктуу магнитти жана катушканы алган (8.1.1-чийме). Катушканы гальванометрге туташтырып, магнитти катушканын ичине салып, ары бери жылдырганда гальванометрдин жебечеси да ары бери жылган. Демек, катушка жана гальванометрден турган чынжырда ток пайда болот экен. Токтун багыты магниттин катушкага салыштырмалуу кыймылына, ал эми токтун чоңдугу ошол кыймылдын ылдамдыгына жараша болорун Фарадей байкаган.Эгерде магнитти электромагнит менен алмаштырып, аны катушканын ичине салып, ары бери кыймылдатсак мурдагыдай эле натыйжаны алабыз (8.1.2-чийме).

Эми катушканын ичине электромагнитти салып коюп, *А* ачкычынын жардамы менен аны токтун булагы *Б* туташтырсак, туташтырган учурда гальванометрдин жебесинин диртилдегенин байкайбыз. *А* ачкычын кайра ажыраткан учурда да гальванометрдин жебеси диртилдейт. Эми *А* ачкычын тез-тез ачып жапсак гальванометрдин жебеси оңго-солго термеле берерин көрөбүз.

Бул тажрыйбалар Фарадейге таандык. Магнит талаасынын кыймылынын таасири астында туюк чынжырда электр тогу пайда болот экен. Бул токту индукциялык ток деп, ал эми кубулуштун өзүн электромагниттик индукция деп аташты.

Көп сандагы ушундай тажрыйбаларды негизинде индукциялык ток качан гана магнит талаасынын күч сызыктары өткөргүчтү кесип, туюк контур кучагына алган күч сызыктардын саны өзгөргөндө б.а. туюк контур аркылуу магнит өзгөргөндө пайда болот деген, жыйынтыкка Фарадей келген. /

Чындыгында эле туруктуу магнитти шакек сыяктуу туюк контурга (1-абал) жакындатсак (2-абал), контурдун ичи аркылуу өткөн магниттик күч сызыктардын саны көбөйөт (магнит агыны да чоңоет, ал эми алыстатсак (3-абал) контур аркылуу өткөн күч сызыктардын саны азайат (8.1.3-чийме). Ал эми магниттин ылдамдыгы чоңойгондо гальванометрдин жебеси көбүрөөк жылат, б.а. пайда болгон индукциялык токтун күчү да чоңоет экен. Бул учурда магнит агынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгы өзгөрөрүн оңой эле көрүүгө болот. Ошентип, индукциялык токтун чоңдугу магнит агынынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына түз пропорциялаш экен,

$$I_{инд} \sim \frac{d\Phi}{dt} \qquad (8.1.1.)$$

Биз жогоруда магниттин катушкага салыштырмалуу кыймылынын багытына жараша, гальванометрдин жебесинин кыйшайуу багытын б.а. пайда болгон индукциялык токтун багытынын өзгөрөрүн көрдүк. Индукциялык токтун багытынын менен магнит агынын өзгөрүшүн ортосундагы байланышты Э.Х.Ленц көрсөткөн 1834 ж).

Ленцтин закону төмөнкүдөй айтылат:

Туюк алкактагы индукциялык ток ар дайым, өзүн пайда кылган магнит агынын өзгөрүшүнө карама каршы (магнит талаасын түзгөндөй) аракет жасагандай багытта пайда болот.

Бул закон түшүнүктүү болсун үчүн 8.1.3-чиймеге көңүл бөлөлү. Шакек сыяктуу туюк контур магнитке салыштырмалуу алгачкы 1-абалда болсун. Эми магнитти контурга $\vec{v}$ ылдамдыгы менен жакындатсак (2-абал), анда ал аркылуу өткөн магнит агыны (күч сызыктар) көбөйөт. Ленцтин эрежеси боюнча, бул учурда пайда болгон индукциялык токтун багыты өзү түзгөн магнит талаасы $\vec{H}'$ магнит агынын өсүшүнө каршылык көрсөткөндөй багытта болушу керек. Демек, индукциялык токтун $I_{инд}$ айланасында пайда болгон H' магнит талаасы магнит түзгөн магнит талаасына $\vec{B}$ карама каршы багытта болушу керек ($\vec{H}' \uparrow\downarrow \vec{B}$). Ал үчүн индукциялык ток саатын жебеси айланган багытта пайда болот, б.а. контурдун магнит моменти $\vec{P}_m = I_{инд} \cdot S\vec{n}$ магниттин магнит индукциясынын $\vec{B}$ багытына каршы багытталат ($\vec{P}_m \uparrow\downarrow \vec{B}$)

Эми магнитти контурдан $\vec{v}$ ылдамдыгы менен алыстаталы (3-абал). Анда контурду кесип өткөн күч сызыктардын саны (магнит агыны) азайт. Бул учурда индукциялык токтун түзгөн магнит талаасы $\vec{H}'$, өзүн пайда кылган магнит агынын азайышына каршылык кылган, б.а. сырткы магнит талаасына $\vec{B}$ кошулгандай $\vec{H}' \uparrow\uparrow \vec{B}$ болушу керек. Биздин шартта индукциялык токтун багыты (3-абал) саат жебесинин айланышына карама каршы багытта пайда болот.

Англиялык окумуштуу Дж.Максвелл (1855г) Фарадейдин тажрыйбаларын жыйынтыктап, Ленцтин законун эске алып электромагниттик индукция кубулушун негизги законун чазган.

$$\mathcal{E}_{инд} = -k' \frac{d\Phi}{dt} \qquad (8.1.2)$$

б.а контурдагы электромагниттик индукциянын электр кыймылдаткыч күчү ($\mathcal{E}_{инд}$), ошол контур аркылуу өткөн магнит агымын өзгөрүүнүн ылдамдыгына түз пропорциялаш экен. Мында k' -пропорция коэффициенти, минус (-) белгиси Ленцтин эрежеси боюнча, индукциялык токтун багытын көрсөтөт, б.а. контурдун магнит иймеги ($\overline{P}_m = I_{инд} S\overline{n}$) магнит агымын өзгөрүшүнө тескери багытталган болот.

Эгерде магнит агымы өссө ($d\Phi/dt > 0$), анда $\overline{P}_m \uparrow\downarrow B, \mathcal{E}_{инд} < 0$ ал эми магнит агымы азайса $d\Phi/dt < 0$; $\overline{P}_m \uparrow\uparrow \overline{B}$, $\mathcal{E}_{инд} > 0$

8.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯНЫН ЭЛЕКТР КЫЙМЫЛДАТКЫЧ КҮЧҮНҮН (ЭКК) ТАБИЯТЫ

Электромагниттик индукция кубулушунун негизги законунун (8.1.2) физикалык табиятына көңүл буралы. Ал үчүн, 8.2.1-чиймеде берилген, магнит талаасындагы (АВСД) туюк контурду карайлы. Бул контурдун АС капталы (1-абал) калган эки капталында бош жатсын дейли. Магнит индукциясынын күч сызыктары (контурдун тегиздигине тик киришин (+) менен белгиленген). Эгерде контурдун АС жагын оңду көздөй ϑ ылдамдыгы менен жылдырсак, анда A амперметри токтун пайда болгонун көрсөтөт. Мунун себеби эмнеде? АС өткөргүчү оңду көздөй жылганда аны менен кошо андагы электрондор да жылышат. Бул электрондорго магнит талаасы Лоренцтин күчү f_B менен аракет кылат (8.2.1-чийме)

$$f_B = k' e \vartheta B \qquad (8.2.1)$$

Бул күч, электронго чыңалышы $\overline{E}^*$ болгон электр талаасынын аракетине эквиваленттүү

$$\overline{f}_E = e\overline{E}^* \qquad (8.2.2)$$

Бул эки барабардыкты теңдеп төмөнкүнү алабыз

$$\vec{E}^{*} = k[\vec{v} \times \vec{B}] \tag{8.2.3}$$

Контурдун AC, жагы жылганда анда ток пайда болушу, бул күчтөрдүн таасир менен электрондордун туюк контур боюнча айланып кыймылдашы менен түшүндүрүлөт. Демек, E^{*} электр талаасы электростатикалык боло албайт. Ошондуктан, мындай талааны индукциялык электр талаасы деп аташат, жана аны электростатикалык талаадан айырмалаш үчүн жылдызча ($*$) менен белгилеп коебуз. Бул электр талаасынын күч сызыктары, магнит талаасыныкындай эле, туюк болушат 8.2.2-чийме) Индукциялык E^{*} талаасынын AC кесиндисиндеги электронду жылдыруу үчүн аткарган жумушу

$$A_{AC} = e\int_A^C E_l^{*} dl$$

барабар болот. Ал эми бирдик зарядды жылдырууга сарпталган жумуш электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК) экенин жана 8.2.3-формуланы эске алып төмөнкү туюнтманы алабыз.

$$\mathcal{E}_{инд} = \frac{A_{AC}}{e} = \int_A^C E_l^{*} dl = k'\int_A^C B\,dl\,\vartheta\frac{dt}{dt} = k'Bl\frac{dx}{dt}$$

$$\mathcal{E}_{инд} = \int_A^C E_l^{*} dl = -k'\frac{d\Phi}{dt} \tag{8.2.4}$$

Мында $\quad d\Phi = Bl\,dx = BdS, \quad dx = \vartheta dt$

Эгерде контурдун AC жагы гана эмес, анын өзү магнит талаасында жылса же контур майышса анда 8.2.4-туюнтма мурдагыдай эле мааниге ээ болот, мында $d\Phi$ контур жылгандагы же майышкандагы магнит агымынын өзгөрүшү. Бул шартта E^{*} туюк контурду бойлойт. Ошентип 8.2.4-туюнтманы жалпы учур үчүн

$$\mathcal{E}_{инд} = \oint_L E_l^{*} dl = -k'\frac{d\Phi}{dt} \tag{8.2.5}$$

деп жазууга болот. Бул барабардыктагы $\oint_L E_l^{*} dl$ туюнтмасы электр талаасынын туюк контур боюнча циркуляциясы экендигин эске салалы. Демек, индукциялык электр талаасынын индукциясынын циркуляциясы магнит талаасыныкы сыяктуу, нөлгө барабар эмес экен. Бул индукциялык электр талаасынын күч сызыктарынын туюк, соленоидалдуу экендигинен келип чыгат (8.2.2-чийме). Биз мурда электростатикалык талаанын чыңалышы $\vec{E}$ векторун карагансыз. Анын күч сызыктары ачык, б.а. оң заряддардан башталып, терс заряддарга киришет. Мындай талааны потенциалдуу деп коюшат. Бул эки талаа E жана E^{*} электр заряддарга бирдей таасир этишет, бири бири менен түзүлүшү менен

гана айырмаланышат.
Электростатикалык талаа $\vec{E}$ заряддардын айланасында пайда болсо, индукциялык электр талаасы $\vec{E}^*$ өзгөрмөлүү магнит талаасынын айланасында пайда болот экен.

8.3. Алкактын магнит талаасындагы айлануусу. Генераторлор.

Электромагниттик индукция кубулушу механикалык энергиядан электр энергиясын алууга мүмкүнчүлүк берет. Өткөргүчтү магнит талаасында жылдырса, анда индукциялык ток пайда болорун жогоруда көрдүк. Электр тогунун генераторунун эң жөнөкөй мисалын карайлы. Өткөргүчтөн жасалган алкакты индукциясы $\vec{B}$ болгон магнит талаасында айланталы (8.3.1-чийме). Алкактын аянты S, ага тургузулган нормаль n болсун. Бул алкакты OO огунун айланасында ω бурчтук ылдамдыгы менен айланталы. Анда магнит агымы убакыттын t учурунда

$$\Phi = BS\cos\omega t \tag{8.3.1}$$

барабар болот. Убакыттын өтүшү менен магнит агымы өзгөргөндүктөн алкакта индукциянын ЭҮК пайда болот.

$$\mathcal{E}_{инд} = -k'\frac{d\Phi}{dt} = k'BS\omega\sin(\omega t) \tag{8.3.2}$$

ал эми анда пайда болгон ток

$$I_{инд} = k'\frac{BS\omega}{R}\sin(\omega t) \tag{8.3.2}$$

Ошентип, алкакта пайда болгон ЭҮК жана индукциялык ток синус закону боюнча өзгөрөшөт экен. ЭҮК амплитудасы (эң чоң мааниси)

$$\mathcal{E}_{max} = BS\omega = \mu\mu_0 HS\omega \tag{8.3.3}$$

магнит талаасынын чыңалышы $\vec{H}$, алкактын аянты S анын айлануу ылдамдыгы ω жана ал оролгон магниттик чөйрөнүн өтүмдүүлүгү μ жараша болот экен. Магнит талаасынын чыңалышын чоңойтуу үчүн чоң, кубаттуу магниттерди же электромагниттерди колдонуу керек.
Бирок, анын да чеги бар, магнитти өтө чоңойто албайбыз. Айлануу ылдамдыгын ω да өтө чоңойтууга болбойт, себеби жо-

торку ындамдыкта, айлануучу белукке (роторго) борбордон четтеечу чоң куч таасир этип, ал таянган ок ийилиши мумкун Ошондуктан, $\omega = 2\pi\nu$ айлануу жыштыгын белгилуу чондукта алышат. Биздин елке учун жыштык $\nu_0 = 50$ Ц Олентип, ЭКК чоңойтуунун эки ыкмасы ыңгайлуу: 1) алкактын аянтын (S) чоңойтуу. Ал учун бири бирине удаалаш туташкан алкактарды биринин устуне бирин оройт. Мындай алкактардын саны N болсо, аянт NS болот да ЭКК N эсеге чоңоет. 2) удаалаш туташтырылган алкактарды магнит етумдуулугу чоң болгон магниттик затка (ферромагнитке) орошот. Мында ЭКК μ эсеге чоңоет. Ушундай жолдор менен ЭКК кучун миллиондогон вольтко жеткиришет. Биз жогоруда электр тогунун генераторунун негизги иштөө принцибине токтолдук. Мындай генератордун айлануучу белугун ротор, ал эми кыймылсыз белуктерун статор деп аташат. Роторду ар турдуу жолдор менен айлантышат. Суу менен (ГЭС), жылуулук менен (ТЭЦ), атомдук энергия менен (АЭС), шамал менен (ШЭС), дизель мотору менен (ДЭС) ж.б. мындай генераторлор кебунче езгермелуу токту иштеп чыгышат. Алар турактуу ток иштеп чыксын учун токту алуу (токосъемник) схемасын гана езгертуу жетиштуу. (8.3.1-чиймесинде алкактын чыгыш A жана C учтары эки туюк шакекчелерден контактары аркылуу керектелуучу аймактарга (R_H) езгермелуу ток берилет. Эгерде биз алкактын A жана C учтарын жарым шакекчелерге туташтырсак (8.3.2-чийме) анда генератордон багыты боюнча турактуу, чондугу боюнча езгермелуу ток алынат. Бул токтордун (турактуу, езгермелуу) убакыттан болгон көз карандылыгынын графигин тургузууну өзуңерге сунуш кылабыз. Мындай токтун чондугу да турактуу болсун учун жарым шакекчелерди кыска, бири биринин айлана боюнча жылып жайланышкан сегменттерге алмаштырышат (8.3.3-чийме). Карама каршы жайланышкан эки сегментке (1-5, 2-6, 3-7, 4-8) езунче алкактардын учтары туташтырылган. Бул алкактар сегменттер сыяктуу эле бири биринен белгилуу бурчка жылып жайланышат.

Электромотор. Электромотордун иштөө принциби генераторго тескерисинче. Эгерде биз караган схеманын (8.3.1-чийме) роторуна ток берсек, анда ал айланып, электромоторго айланат. Ампердин законун эске алсак, оңой эле электромотордун иштөө принцибин тушундурууге болот.

8.4. Өз ара индукция

Биз электромагниттик индукция кубулуш карагандыбызда, контурдагы индукциялык ток, контур аркылуу өткөн магнит агымы өзгөргөндө, пайда болорун көрдүк. Бирок бул индукциялык токтун пайда болушу магнит агымынын жаратылышына жараша болбостон, анын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына гана көз каранды экен. Контурду кесүүчү магнит талаасы тышкарыдан келеби же ал ошол контурдун өзү пайда болгонуна жараша, электромагниттик индукция кубулушу өз ара жана өзүмдүк индукция болуп экиге бөлүнөт. Адегенде өз ара индукцияны карайлы. Жарым тегиздиктерде жаткан эки илмек түрүндөгү контурду алып, биринчи контурду токтун булагына, экинчисин гальванометрге (Γ) туташтыралы (8.4.1-чийме). Биринчи контур аркылуу I_1 тогу өткөндө анын айланасында магнит талаасы пайда болот. Бул магнит талаасынын күч сызыктары ($\vec{B}$) экинчи контурду кесип өтүп, Φ_{21} магнит агымын түзүшөт. Эгерде I_1 тогун эки эсе көбөйтсөк, Φ_{21} магнит агымы дагы эки эсеге чоңоет, б.а. бул магнит агымы I_1 тогуна түз пропорциялаш

$$\Phi_{21} = k' M_{21} I_1 \tag{8.4.1}$$

Мында пропорция коэффициенттери k' – өлчөө системасына жараша болот ($СИ: k'=1$), M_{21} – өз ара индукциянын коэффициенти, контурлардын өз ара жайланышуу абалдарына жана калыптарына жараша болот. Эми экинчи контурга ток булагын туташтырып, ток жүргүзүп (I_2) биринчи контурга гальванометрди туташтыралы. Анда экинчи токтун түзгөн магнит талаасынын биринчи контурга түзгөн магнит агымы

$$\Phi_{12} = k' M_{12} I_2 \tag{8.4.2}$$

I_2 тогуна түз пропорциялаш болот. Эгерде бул контурлардын өз ара ээлеген орундары жана калыптары өзгөрүлбөсө өз ара индуктивдүүлүктүн коэффициенттери M_{12} жана M_{21} барабар болушат, $M_{21} = M_{12} = M$ – өз ара индуктивдүүлүктүн коэффициенти деп аталат.

Биринчи контур аркылуу өткөн токту R каршылыгынын жардамы менен өзгөртсөк, экинчи контурдагы магнит агымы да өзгөрүп, анда ЭКК пайда болот

$$\mathcal{E}_2 = k'\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -k'\frac{d}{dt} = -k'\frac{d}{dt}(k'MI_1) = -(k')^2 M\frac{dI_1}{dt} \quad (8.4.3)$$

Демек, экинчи контурда пайда болгон ЭКК($\mathcal{E}_2$) биринчи контурдагы токтун өзгөрүү ылдамдыгына $\frac{dI_1}{dt}$ түз пропорциялаш экен.

Эми 8.4.3–формуланы пайдаланып өз ара индуктивдүүлүктүн коэффициентинин өлчөө бирдигин СИ системасында аныктайлы.

Биринчи контурдагы токтун өзгөрүш ылдамдыгы бирге барабар $dI_1/dt = 1$) болгондо, экинчи контурда 1 Вольт ЭКК пайда болсо мындай эки контурдун өз ара индуктивдүүлүгү 1 Генриге Гн) барабар болот, б.а. $(dI/dt) = 1,\ k' = 1\ (\mathcal{E}_2) = 1B\ [M] = 1Гн$

8.5. Жалпы өзөктүү эки соленоиддин өз ара индукциясы

Бир өзөккө оролгон эки катушканын индуктивдүүлүгүн карайлы. Туюк өзөктүн магнит өтүмдүүлүгү μ , туурасынан кесилиш аянты S, узундугу l_{10} барабар. Өзөккө оролгон катушкалардын оромдорунун саны N_1 жана N_2 ге барабар. Биринчи катушка аркылуу тогун өткөрсөк, өзөк аркылуу

$$\Phi = BS = k4\pi\mu\mu_0\frac{N_1 N_2}{l}SI_1 \quad 8.5.1.)$$

магнит агымы жүрөт.

Бул магнит агымы экинчи катушканын оромдор аркылуу өтөт жана экинчи катушка аркылуу өткөн толук магнит агымы

$$\Phi_{21} = N_2\Phi = k4\pi\mu\mu_0\frac{N_1 N_2}{l}SI_1 \quad (8.5.2.)$$

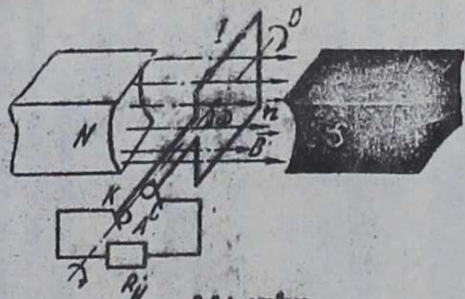
барабар болот. Акыркы туюнтманы 8.4.1–формула менен салыштырып бул эки катушканын өз ара индуктивдүүлүгүн табабыз

$$M = \frac{\Phi_{21}}{k'I_1} = \frac{k}{k'}4\pi\mu\mu_0\frac{N_1 N_2}{l}S \quad 8.5.3)$$

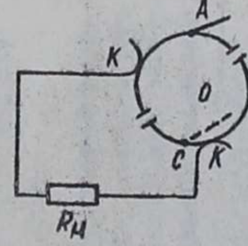
СИ системасында $k' = 1$, $k = \frac{1}{4\pi}$, $\mu = 4\pi\cdot 10^{-7}$ Гн/м болгондуктан

$$M = \mu\mu_0\frac{N_1 N_2}{l}S \quad (8.5.4.)$$

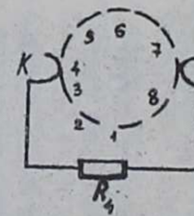
Өз ара индукциянын мисалы катары трансформаторду карайбыз (8.5 2-чийме. Жалпы туюк темир өзөккө кийгизилген эки катушка трансформатор деп аталат. Оромдорунун саны N_1 болгон ка-



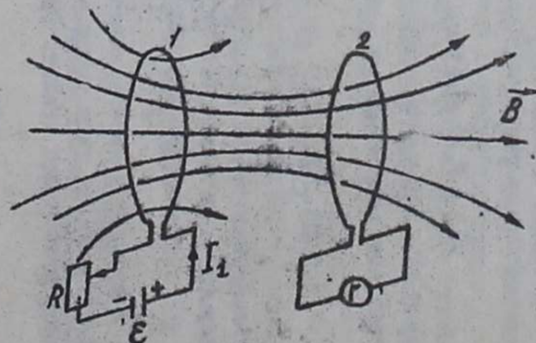
8.3.1 - чизма



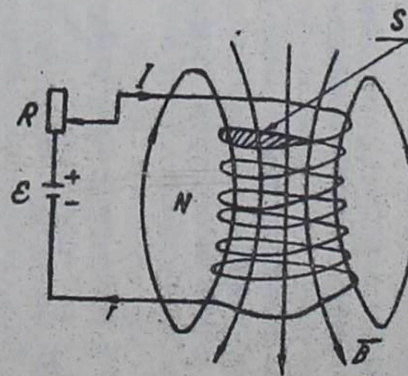
8.3.2 - чизма



8.3.3 - чизма



8.4.1 - чизма



8.5.1 - чизма

тушкага $\mathcal{E}_1$ ЭКК булагын туташтырып, I_1 өзгөрмөлүү ток өткөндө өзөктө Φ магнит агыны пайда болот. Биринчи жана экинчи катушкалар аркылуу өткөн магнит агындар $N_1\Phi$ жана $N_2\Phi$ барабар болот. Бул магнит агындары өзгөрмөлүү болушуп, катушкаларда индукциянын ЭКК пайда кылышат. Омдун закону боюнча биринчи катушкадагы чыңалуунун төмөндөшү $U=I_1R_1$ сырткы ЭКК $\mathcal{E}_1$ жана пайда болгон индукциянын ЭКК $\mathcal{E}_{инд}=-k'\dfrac{d(N_1\Phi)}{dt}$ суммаларына барабар

$$\mathcal{E}_1-k'N_1\frac{d\Phi}{dt}=I_1R_1 \tag{8.5.5}$$

Ошондой эле экинчи катушка үчүн

$$\mathcal{E}_2-k'N_2\frac{d\Phi}{dt}=I_2R_2 \tag{8.5.6}$$

Бул катушкалардын каршылыктарын, алардагы чыңалуунун төмөндөшү (U_1, U_2) аларда пайда болгон индукциянын ЭКК $\mathcal{E}_{инд1}, \mathcal{E}_{инд2}$ чоңдуктарынан көп эсе аз болгондой кылып тандашат :

$$I_1R_1<<\mathcal{E}_{инд1} \quad I_2R_2<<\mathcal{E}_{инд2} \tag{8.5.7}$$

Мындай шартта 8. 5.5 жана 8.5.6-түюнтмалардан

$$\mathcal{E}_1\approx k'N_1\frac{d\Phi}{dt}; \quad \mathcal{E}_2\approx k'N_2\frac{d\Phi}{dt}$$

Бирин экинчисине бөлүп, $\mathcal{E}_1:\mathcal{E}_2=N_1:N_2$ же $\mathcal{E}_1N_2=\mathcal{E}_2N_1$ (8.5.8)

Трансформатордун киришине берилген $\mathcal{E}_1$ ЭКК анын чыгышында пайда болгон $\mathcal{E}_2$ ЭКК болгон катышы алардын оромолдорунун санын катышына барабар экен. N_1/N_2-трансформатордун күчөтүү коэффициенти деп аталат. Эгерде $\frac{N_2}{N_1}>1$ трансформатордун чыгышындагы $\mathcal{E}_2$ ЭКК киришиндегиден (N_2/N_1) эсе чоң болот. Мындай трансформаторлор жогорулатуучу деп аталышат. Тескерисинче ($N_2/N_1<1$) болсо төмөндөткүч трансформатор болот. Трансформатор аркылуу берилүүчү энергия анын киришинде жана чыгышында бирдей болгондуктан, жогорулатуучу трансформаторлордун чыгышында чыңалуу чоңойсо ток күчү азаят. Жогорулатуучу трансформаторлор электр энергиясын алыс аралыкка берүүдө колдонулат, себеби өткөргүч аркылуу өткөн токтун жоготулушу (Джоулдун жылуулугуна, $Q=I^2Rt$ кетет) токтун күчүнүн квадратына түз пропорциялаш, б.а. электр энергиясын алыс аралыкка бериш үчүн токтун күчүн азайтып, чыңалууну көбөйтүү пайдалуу экен. Азыркы электр станциялар пайдалануучулардан ондогон, жүздөгөн километр аралыкта жайланышкандыктан, чыңалууну да ондогон, жүздөгөн киловольтко жогорулатып беришет ($\sim 10^6$ Вольт). Мындай жогорку чыңалуудагы электр энергиясын пайдалануу үчүн төмөндөтүүчү трансформаторлорду пайдаланышат

8.6. Өзүмдүк индукция

Биз жогоруда бир катушка аркылуу өзгөрмөлүү токтун экинчи катушкага тийгизген таасирин, өз ара индукцияны, карадык. Эми ошол өзгөрмөлүү ток өткөн катушканын өзүнө тереңирээк көңүл бөлөбүз.

Катушка аркылуу ток өткөндө, анын айланасында пайда болгон магнит талаасы катушканын өз оромдорун кесип, магнит агынын түзөт. Бул магнит агыны ал аркылуу өткөн I тогуна түз пропорциялаш 8.6.1-чийме)

$$\Phi = k' L I \qquad (8.6.1)$$

Мында L -өзүмдүк индукциянын коэффициенти же контурдун индуктивдүүлүгү деп аталат.

Өзүмдүк индукциянын коэффициенттин (L) аныктоо үчүн өз ара индукция коэффициентинин (M) туюнтмасын 8.5.3-формула) пайдаланабыз. Өзүмдүк индукцияда оромолуу катушка түзгөн магнит агыны, ошол эле катушканын оромдорун кесип өтүп жаткандыктан, $N_2 = N_1 = N$ деп алсак 8.5.3-формуладан контурдун индуктивдүүлүгү L үчүн

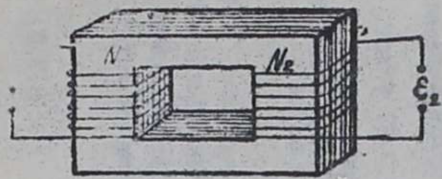
$$M = L = \frac{k}{k'} 4\pi \mu \mu_0 \frac{N^2}{l} S \qquad (8.6.2)$$

туюнтманы алабыз.

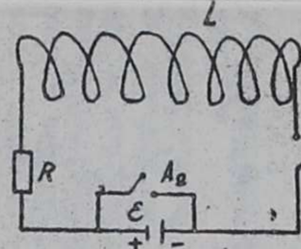
Ал эми бул катушка аркылуу өзгөрмөлүү I тогун жиберсек, ал түзгөн магнит агыны да өзгөрмөлүү болуп, катушканын өзүндө ЭКК пайда болот

$$\mathcal{E}_0 = -k' \frac{d\Phi}{dt} = -(k')^2 L \frac{dI}{dt} \qquad (8.6.3)$$

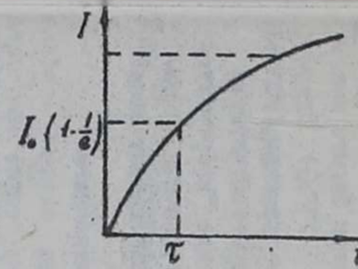
Бул ЭКК өзгөрмөлүү I тогу өтүп жаткан катушканын өзүндө пайда болгондуктан, өзүмдүк индукциянын ЭКК ($\mathcal{E}_0$) деп аталат. Формуладагы минус (-) белгиси, Ленцтин эреже боюнча контурдагы индуктивдүүлүк андагы токтун өзгөрүүүн акырындата тургандыгын билгизет. Эгерде контурдагы ток өссө $\frac{dI}{dt} > 0$, анда $\mathcal{E}_0 < 0$ б.а. контурдагы ток чоңое баштаса, анда пайда болгон индукциялык ток I_0 негизги токко карама-каршы багытта пайда болуп, анын өсүшүнө тоскоолдук кылат ($I \uparrow\downarrow I_0$). Тескерисинче, контурдагы ток азайганда $\frac{dI}{dt} < 0$, $\mathcal{E}_0 > 0$ болот, б.а. бул шартта пайда бол-



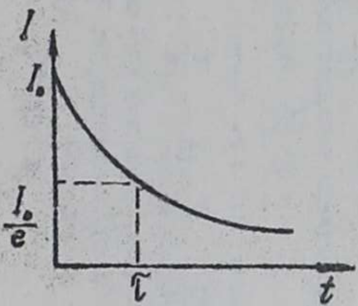
8.5.1-чизма



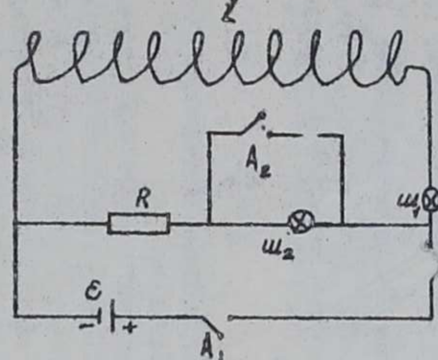
8.7.1-чизма



8.7.2-чизма



8.7.3-чизма



8.7.4-чизма

гон индукциялык токтун багыты негизги токтун багыты менен дал келип, анын азайышына тоскоолдук кылат ($I\uparrow\uparrow I_0$). Эгерде контур аркылуу туруктуу ток өтсө ($\frac{dI}{dt}=0$), анда ($\mathcal{E}_0=0$) индукциялык ток пайда болбойт. Ошентип, индуктивдүүлүктүн болушу, катушка аркылуу өзгөрмөлүү ток өткөндө "инерттүүлүкке" алып келет б.а. контурдагы ток тез өсүп, өзүнүн максималдык чоңдугуна жете албайт жана, тез жоголо албайт экен.

8.7. Чынжырларды кошкондогу жана ажыраткандагы өзгөчө (экстра) токтор

ЭКК $\mathcal{E}$ каршылык R жана индуктивность L ден түзүлгөн электр чынжырын карайлы (8.7.1-чийме). A_2 ачкычы ачык, A_1 ачкычы дайыма жабык болгондо, чынжырга $\mathcal{E}$ ЭКК аракет кылып, анда I_0 тогу жүргөн болот

$$I_0=\frac{\mathcal{E}}{R} \tag{8.7.1}$$

Эми ЭКК чынжырга кошулгандагы жана ажырагандагы кубулуштарды байкайлы.

1. $\mathcal{E}$ ЭКК булагын чынжырга тез кошолу. Ал үчүн A_2 -ачкычы ачык) A_1 ачкычы тез жабылат. Чынжырда индуктивдүүлүк болгондуктан, өзүмдүк индукция пайда болуп, ал негизги I тогунун өсүшүнө тоскоолдук кылат. Натыйжада чынжырдагы токтун күчү эки ($\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_0$) ЭКтердун таасири астында аныкталат

$$I=\frac{\mathcal{E}+\mathcal{E}_2}{R}$$

$$IR=\mathcal{E}-L\frac{dI}{dt} \tag{8.7.2}$$

же болбосо

Эгерде $IR-\mathcal{E}=u$ деп белгилесек,

$$du=RdI \tag{8.7.3}$$

болот.

Анда 8.7.2-формуланы төмөндөгүдөй жазууга болот.

$$u=-L\frac{dI}{dt} \tag{8.7.4}$$

8.7.3-туюнтманы 8.7.4 гө бөлүп

$$\frac{du}{u}=-\frac{R}{L}dt=-\frac{t}{\tau} \tag{8.7.5}$$

алабыз. Мында $\tau=\frac{L}{R}$ чынжырдын туруктуу убактысы деп аталат (8.7.5) -формуланы кандайдыр бир t убактысына чейин интегралдап жана потенцирлеп.

$$u=ce^{-t/\tau} \tag{8.7.6}$$

алабыз. Эми бул туюнтманы 8.7.2-формулага коюп төмөнкүнү алабыз

$$IR = \mathcal{E} + Ce^{-t/\tau}$$

(8.7.7)

Интегралдын турактуулугу C ны баштапкы шарттан аныктайбыз: Демек 2 7.7-формуладан бул шартта $C = -\mathcal{E}$ болот.

Муну 8.7.7 -формулага коюп

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R}(1 - e^{-t/\tau})$$

(8.7.8)

алабыз. Ошентип, чынжырды ЭКК нун булагына кошкондо ток дароо эле өзүнүн эң чоң маанисине I_0 жетбестен, 8.7.8-закону боюнча өсөт экен (8.7.2-чийме). Убакыт t чынжырдын турактуу убактысы τ барабар ($t = \tau$) болгондо, чынжырдагы ток I максималдуу токтун $I_0\left(1 - \frac{1}{e}\right)$ бөлүгүнө барабар болот

$$I = I_0\left(1 - \frac{1}{e}\right)$$

(8.7.9)

убакыт чексизге умтулганда $t \gg \tau$ гана чынжырдагы ток турактуу токко барабар болот.

2. Чынжырдагы ток максималдуу чоңдугунда ($I = I_0$) өтүп жатат. Эми чынжырды туюк калтырып, ЭКК булагынан кокусунан ажыратабыз. Ал үчүн A_1 ачкычы жабык бойдон турат (8.7.1-чийме). A_2-ачкычын кокусунан жабабыз. Анда ЭКК булагы A_2 ачкычы аркылуу оң жана терс уюлдары түз кошулуп, RL чынжырына аракет кылбай калат. Мындай шартта чынжырдагы токтун кантип жок болорун карайлы.

Сырткы ЭКК аракет кылбагандыктан, $\mathcal{E} = 0$, чынжырга өзүнчө индукциянын гана ЭКК таасир кылат б.а.

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{R} = -\frac{L}{R}\frac{dI}{dt}$$

(8.7.10)

Ошондуктан 8.7.7-теңдеменин ордуна

$$IR = Ce^{-t/\tau}$$

(8.7.11)

алабыз. Эми C аныктайлы.

Баштапкы шартта $t = 0$: $I = I_0$ – ток максималдуу болгон.

Ошондуктан 8.7.11 -формуладан $C = I_0 R$ болот.

Турактуу C маанисин 8.7.11 формулага коюп

$$I = I_0 e^{-t/\tau}$$

(8.7.12)

алабыз. RL-чынжырын ЭКК күчүнөн кокусунан ажыратканда, андагы ток 8.7.12-закону боюнча азайып жок болот экен. (8.7.3 чийме). Анын канчалык тез жоголору τ жараша болот.

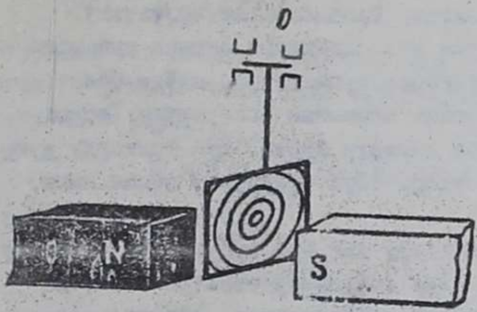
Ошентип, электр чынжырларындагы индуктивдүүлүк L механикадагы инерттүүлүктө (массага) окшош болуп, чынжырга инерттүүлүк берет экен.

ЭКК булагын чынжырга кошкондогу жана андан ажыратканда пайда болгон экстра токторду төмөнкү демонстрациялык тажрыйбада көрсөтүүгө болот (8.7.4-чийме). Бул чынжыр эки жарыш чынжырлардан: чоң индуктивдүү L катушкасына $ш_1$ электр шамчасы удаалаш туташтырылган жана буларга удаалаш туташтырылган R каршылыгы жана $ш_2$ шамчасы жарыш туташтырылган. A_2 ачкычы ачык турсун. Эгерде биз A_1 ачкычын жабсак, анда ЭКК бул эки жарыш чынжырга туташтырылат. $ш_1$ шамчасы индуктивдүүлүккө удаалаш туташтырылгандыктан, өзүнчө индукциянын таасири астында бир аз кечигибирээк жаркырап күйөрүн, ал эми $ш_2$ шамчасы тез жаркырарын байкайбыз.
Биз индуктивдүүлүктүү чынжырга ЭКК булагын кошкондо пайда болгон өзгөчө токту көрдүк .

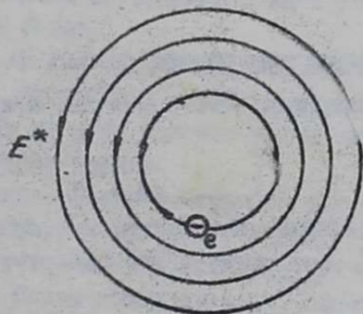
Бул чынжырды ЭКК ажыратканда пайда болгон өзгөчө токту байкоо үчүн A_2 ачкычын туюктап, ($ш_2$-шамы ЭККнен ажыратылат). жабык турган A_1 ачкычын шарт ажыраткан учурда бул шамдын жарк этип, анан өчөрүн көрөбүз. Мындай кубулуш, чынжырды ток булагынан ажыратканда пайда болгон өзүмдүк индукциянын негизинде пайда болгон өзгөчө токтун натыйжасы болуп эсептелет

8.8. Куюндуу токтор (Фуконун токтору)

Индукциялык токтор туташ салмактуу өткөргүчтөрдө-дө пайда болот. Эгерде өзгөрмөлүү магнит талаасына туташ өткөргүчтөн жасалган нерселерди киргизгенде, аларда куюндуу токтор пайда болушат. Бул токтордун багыттары Ленцтин эрежеси боюнча болушат. 8.8.1-чиймеде, 0 чекитине илинген металл пластинасынан жасалган маятник магнит уюлдарынын ортосунда термелет. Маятник термелгенде ал аркылуу өткөн магнит агымы өзгөргөндүктөн, бул өзгөрмөлүү магнит агымын айланасында индукциялык электр талаасы E^* пайда болорун (8.2.2-чийме) билебиз. Маятник туташ өткөргүч болгондуктан, анда пайда



8.8.1 - чизма



8.8.2 - чизма

болгон туюк индукциялык электр талаасы E^* өткөргүчтөгү электрондорду талаанын туюк күч сызыктары боюнча кыймылга келтирет да, өткөргүчтө тегерек туюк токтор пайда болот. Бул токтордун багыттары магнит агынынын өзгөрүшүнө (чоңоюшуна, же азайышына) жараша өзгөрүп турат. Бул токторду куюндуу токтор же фукокун токтору (бул кубулушту ачкан киши) деп атап коюшат.

Ар кандай кубулуштар сыяктуу эле бул кубулуштун пайдалуу жана зыян жактары бар: I. Бул кубулушту электромагниттик (микротолкундуу) печь катары пайдаланышат, айрыкча вакуумдуу приборлордун (лампалардын) металлдардын жасалган тетиктерин кызытып иштетүүдө бул ыкманы башка жол менен алмаштыруу кыйын. Ошондой эле кубулуш электр өлчөөчү куралдарда, алардын көрсөтүүчү жебесинин термелишин токтотуу (демферлөө) үчүн колдонулат. 2.Зыяндуу жактары трансформаторлор иштегенде пайда болот. Эгерде трансформатордун өзөгү туташ темирден жасалса, анда пайда болгон куюндуу токтор анын ысышына алып келет. Ошондуктан, трансформатордун өзөгүн бири биринен изоляцияланган жука тилкелердин, тобунан жасашат. Мындай шартта куюн токтор азаят.

8.9. Токтун магнит талаасынын энергиясы

Индуктивдүүлүгү L болгон контурдан I тогу өткөндө ага илээшкен магнит агыны

$$\Phi = k'LI \tag{8.9.1}$$

барабар болору белгилүү (8.6.1-чийме). Магнит агынын $d\Phi$ ге өзгөртүш үчүн, контур аркылуу өткөн токту dI ге өзгөртүү керек,

$$d\Phi = k'L\,dI \tag{8.9.2}$$

Бул агынды өзгөртүш үчүн аткарылган жумуш

$$dA = k'I\,d\varphi \tag{8.9.3}$$

барабар болот. Мындай жумушту контурга туташтырылган ЭКК аткарат. Бул жумуш контурдагы топтолгон энергиянын dW га көбөйтөт. Эгерде контурдагы токту dI ге азайтсак, анда бул топтолгон энергия бөлүнөт. Ошентип токту dI ге көбөйткөндө контурдагы топтолгон энергия dW га чоңоет, б.а.

$$dW = dA = k' I d\Phi = (k')^2 L I dI \quad (8.9.4)$$

Контурдагы ток нөлдөн кандайдыр бир I ге чоңойгондогу топтолгон энергияны табыш үчүн 8.9.4-туюнтманы нөлдөн чейин интегралдоо керек

$$W = \int_0^I dA = \int_0^I (k')^2 L I dI = (k')^2 L \frac{I^2}{2} \quad (8.9.5)$$

СИ системасында $k' = 1$

$$W = L \frac{I^2}{2} \quad (8.9.6)$$

Акыркы туюнтма индуктивдүүлүгү L болгон контурдан I тогу өткөндө топтолгон энергияны мүнөздөйт. Түшүнүктүү болсун үчүн бул туюнтманы заряддалган, сыйымдуулугу C болгон конденсатордун энергиясы менен салыштыруу пайдалуу

$$W_q = \frac{1}{C} \frac{q^2}{2} \quad (8.9.7)$$

Конденсатордун энергиясы андагы заряддардын чоңдугунун квадратына (q^2) түз пропорциялаш болсо, тогу бар контурдун энергиясы токтун квадратына б.а. заряддардын кыймылынын квадратына түз пропорциялаш экен. Бул жагынан бул энергияларды механикадагы потенциалдык жана кинетикалык энергияларга салыштырууга болот.

Ар кандай электр тогу магнит талаасы менен курчалгандыктан, тогу бар контурдагы энергия, өтүп жаткан өткөргүчтүн ичиндеби же анын айланасындагы магнит талаасында топтолгонбу деген суроо туулат.
Чындыгында эгерде контурдагы ток туруктуу болсо, андагы энергия дагы туруктуу болот. Бирок, бул энергияны андан өтүп жаткан ток менен байланыштырууга болбойт, себеби индуктивдүүлүгү башка контурду алып, ошондой эле ток өткөрсөк, анда ошол эле токтун энергиясы башкача болот. Ошондуктан, бул энергияны магнит талаасы менен байланыштыруубуз керек. Ал үчүн торроиддик катушканы алалы (7.63-чийме). Анын индуктивдүүлүгү

$$L = \frac{k}{k'} \mu \mu_0 4\pi \frac{N^2}{l} S \quad (8.9.8)$$

экендиги белгилүү.
8.9.8-туюнтманы 8.9.5-формулага койсок

$$W = \frac{1}{2} k' k \mu \mu_0 4\pi \frac{N^2}{l} S I^2$$

жана аны торроиддин узундугу l ге көбөйтүп жана бөлүп

$$H = k 4\pi \frac{N}{l} I \; : \; lS = V$$

экендигин эске алып. СИ-системасында ($k' = 1; k = \frac{1}{4\pi}$) төмөнкүнү алабыз

$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 V \tag{8.9.9}$$

Бул энергиянын тыгыздыгы

$$W_H = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 = \frac{1}{2} BH \tag{8.9.10}$$

Ошентип, тогу бар өткөргүчтүн магнит талаасынын энергиясы, магнит талаасынын мейкиндиктин чекитиндеги чыңалышынын квадратына түз пропорциялаш экен.

Электростатикада электр талаасынын энергиясы, анын чыңалышынын квадратына түз пропорциялаш экендигин көргөнбүз.

$$W_E = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 = \frac{1}{2} DE \tag{8.9.11}$$

Эгерде мейкиндикте электромагниттик талаа болсо, анда бул талаанын энергиясы магнит H жана электр E талааларынын энергияларынын суммаларына

$$W = W_E + W_H = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 + \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 \tag{8.9.12}$$

барабар болот.

Глава 9. МАКСВЕЛЛДИН ТЕОРИЯСЫНЫН НЕГИЗДЕРИ

9.1. Жылышуу тогу

Ар кандай өзгөрмөлүү магнит талаасын курчаган индукциялык электр талаасы пайда болорун электромагниттик индукция кубулушунда көргөнбүз. Ал электромагниттик индукция кубулушунун негизги теңдемесинен келип чыгат,

$$\mathcal{E}_{инд} = \oint_L E_l^* dl = k' \frac{d\Phi}{dt} = -k \int_S \frac{dB_n}{dt} dS \tag{9.1.1}$$

Англиялык окумуштуу Максвелл, ар түрдүү электромагниттик процесстерди изилдеп, эгерде өзгөрмөлүү магнит талаасы индукциялык E^* электр талаасын түзсө, тескерисинче, өзгөрмөлүү электр талаасы магнит талаасын түзүшү керек деген жыйынтыкка келген. Буга чейин биз, магнит талаасынын булагы болуп ток эсептелерин көргөнбүз. Ошондуктан, магнит талаасын түзгөн өзгөрмөлүү электр талаасын Максвелл жылышуу тогу деп атап койдук.

Жылышуу тогун түшүнүш үчүн төмөнкү тажрыйбага көңүл буралы: (9.I.I.-чийме) C жалпак конденсаторуна $\mathcal{E}$ ЭКК булагын алакошкуч (АК) аркылуу туташтыралы. Конденсатордун бир канатына кичинекей электр шамы $Ш$ туташтырылган. Мындай электр чынжыры туруктуу ток үчүн туюк болбойт. Ошондуктан, ал аркылуу ток жүрбөйт, буга электр шамынын күйбөгөнү күбө. Эгерде көңүл коюп карасак, алакошкуч ЭКК булагын конденсаторго кошкондо жана аны алакошкондо, ток булагынын уюлдары алмашат, шамдын үлпүлдөгөнүн (жанып өчкөнүн) көрөбүз. Демек, бул учурларда чынжырда электр тогу пайда болот экен. Чындыгында эле алакошкучту I-абалдан 2-абалга которгондо конденсатор шамы аркылуу ала заряддалып, ток жүрөт. Качан конденсатор алазаряддалып бүткөндө шам кайра өчөт.

Ошентип, $\mathcal{E}$ ЭКК булагын конденсатору бар чынжырга кошкон жана алакошкон учурларда электр шамы бүлбүлдөйт экен. Эгер эми бул чынжырды өзгөрмөлүү электр тогунун булагына туташтырсак шам дайыма күйгөнсүп көрүнөт. Себеби кишинин көзү 25 Гц жыштыктан жогорку өзгөрүүлөрдү ажырата албайт. Ал эми өзгөрмөлүү электр тогу 50 Гц жыштыкта өзгөргөндүктөн конденсатордогу заряддоо жана алазаряддоо 100 Гц жыштык менен жүрөт. Ошондуктан, мындай өзгөрмөлүү токтун булагына туташтырылган электр шамы туруктуу күйгөнсүйт. Ошентип, өзгөрмөлүү электр тогу туруктуу токтон айырмаланып, ачык чынжырлар аркылуу да жүрө алат экен. Бул чынжырды конденсатордун канаттарынын ортосундагы пайда болгон жылышуу тогу б.а. өзгөрмөлүү электр талаасы туюктайт.

Түшүнүктүүрөөк болсун үчүн 9.I.2.-чиймеге көңүл буралы. Алакошкучту I-абалга жылдырсак конденсатордун сол канатына оң заряддар ($+q$), ал эми канатына терс заряддар ($-q$) чогула баштайт (заряддалышат). Аларда заряддар көбөйгөн сайын, ортосундагы электр талаасы пропорциялаш чоңоет. Эгерде канаттарындагы заряддардын беттик тыгыздыгы σ болсо, анда алардын ортосундагы электр талаасынын индукциясы D га түз пропорциялаш болот,

$$D = \sigma \quad (9.I.2)$$

ал эми толук заряд $q = \sigma S = DS,$ (9.I.3) мында S конденсатордун канатынын аянты

Эгерде dt убактысында конденсатордун заряды dq га өзгөрсө, конденсаторду туташтырган өткөргүчтөгү пайда болгон токтун күчү I_θ

$$I_\theta = \frac{dq}{dt} = s\frac{dD}{dt} \tag{9.I.4}$$

болот, ал эми тыгыздыгы

$$\vec{J_\theta} = \frac{dq}{dt}/s = \frac{d\vec{D}}{dt} \tag{9.I.5}$$

канаттардын ортосундагы электр индукциясынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына $\frac{dD}{dt}$ пропорциялаш болот. Бул барабардыктан, өткөргүчтөгү токту канаттардын ортосундагы мейкиндикте (диэлектрикте) өзгөрмөлүү электр талаасынын күч сызыктары $\left(\frac{d\omega}{dt}\right)$ улантып, чынжырды туюктай тургандыгы келип чыгат. Бул вектордук чоңдукту Максвелл жылышуу тогу деп атаган,

$$\bar{J}_ж = \frac{d\bar{D}}{dt} \tag{9.I.6}$$

Электр индукциясы $\bar{D}$ диэлектриктин поляризация вектору менен төмөндөгүдөй байланышкан.

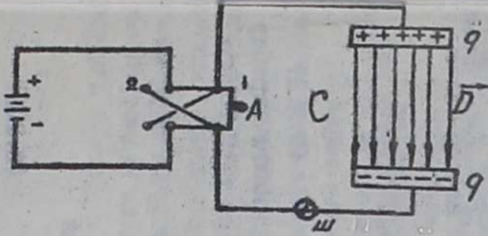
$$\bar{D} = \varepsilon_0\bar{E} + \bar{P} \tag{9.I.7}$$

$$j_ж = \frac{d}{dt}(\varepsilon_0\bar{E} + \bar{P}) \tag{9.I.8}$$

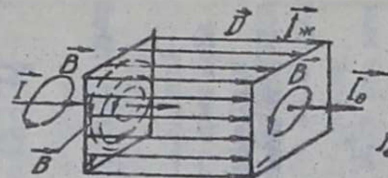
мында ε_0-электрдик турактуу сан, E-Электр талаасынын чыңалышы. Поляризация вектору $\bar{P}$ диэлектриктеги поляризациялык заряддар менен байланыштуу болгондуктан, 9.I.8 формуладагы $\frac{d\bar{P}}{dt}$ чоңдугу поляризациялык заряддарынын жылышынын ылдамдыгын мүнөздөйт. Ошондуктан, 9.I.8-формуладагы бул мүчө "жылышуу тогу" деген наамга туура келет. Ар кандай ток сыяктуу, жылышуу тогунун айланасында да магнит талаасы пайда болот. Конденсатор ажазаряддалганда өткөрүмдүүлүк j_θ тогу багытын өзгөрткөндүктөн, жылышуу $j_ж$ тогу да өз багытын өзгөртөт (9.I.3-чийме). Ошентип, конденсаторлуу электр чынжыры аркылуу өзгөрмөлүү ток жүргөндө конденсатордун канаттарынын ортосунда пайда болгон жылыш тогу $j_ж$ өткөргүч аркылуу жүргөн токтун j_θ уландысы болуп, чынжыр туюкталат жана бул токтордун тыгыздыктары барабар болушат

$$j_\theta = j_ж$$

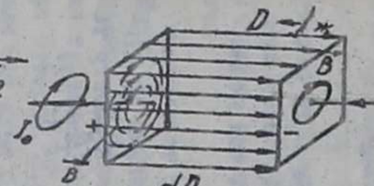
Эгерде кандайдыр бир өткөргүч аркылуу өзгөрмөлүү ток жүрсө,



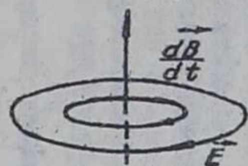
9.1.1- чийме



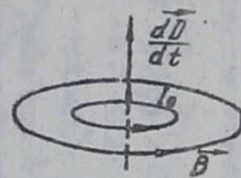
$\frac{dD}{dt} > 0$

9.1.2- чийме

$\frac{dD}{dt} < 0$

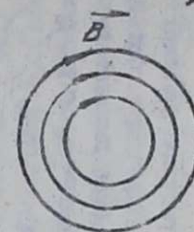
9.1.3- чийме



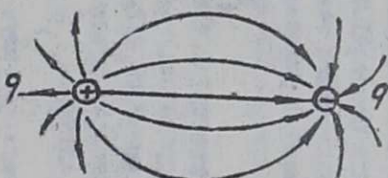
9.2.1 - чийме



9.2.3- чийме



9.2.2 - чийме



9.2.4- чийме

анын ичинде өзгөрмөлүү электр талаасы болот. Ошондуктан, мындай өткөргүч аркылуу өткөрүмдүүлүк тогунан (j_0) башка жылышуу тогу $j_ж$ да пайда болот. Өткөргүч аркылуу өткөн толук ток бул токтордун суммасына $j=j_ж+j_0$ барабар болот жана аларды курчаган магнит талаасынын чыңалышы ушул ток менен аныкталат.

Чөйрөнүн электр өткөрүмдүүлүгүнө жана электр талаасынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына жараша бул токтордун салымы ар түрдүү болушат. Анчалык чоң эмес жыштыктагы өзгөргөн электр талаасы үчүн: а) жакшы өткөргүчтөр үчүн $j_0 \gg j_ж = \frac{dD}{dt}$, $j=j_0$

б)начар өткөргөргүчтөр үчүн $j_ж \gg j_0$ $j=j_ж$

в) жарым өткөргүчтөр үчүн $j_ж \sim j_0$ $j=j_0+j_ж$

9.2. Максвеллдин интегралдык теңдемелери

Максвеллдин жылышуу тогун ачышы, ага электр жана магниттик кубулуштардын жалпы теориясын түзүүгө мүмкүнчүлүк берди. Максвеллдин бул теориясынын негизги болуп, анын төрт теңдемеси эсептелет. Бул теңдемелердин интегралдык түрүндөгүсүн карайлы.

Анын биринчи теңдемеси электромагниттик индукциянын негизги закону эсептелет,

$$\oint_L E_l\,dl = -k'\frac{d}{dt}\int_S B_n\,dS \qquad (9.1.1)$$

Бул теңдемени ондон солго окусак анда, ар кандай өзгөрмөлүү магнит талаасынын айланасында индукциялык электр талаасы пайда болот (9.2.1-чийме).

Максвеллдин экинчи теңдемеси, Остроградский-Гаустун магнит талаасы үчүн теоремасы эсептелет,

$$\oint_S B_n\,dS = 0 \qquad (9.2.2)$$

б.а. туюкталган бет аркылуу өткөн магнит агымы нөлгө барабар. Бул теоремадан, магнит талаасынын күч сызыктары туюк болору келип чыгат (9.2.2-чийме).

Максвелл өзүнүн үчүнчү теңдемеси катары толук токтун законун алган.
$$\oint_L H_l\,dl = 4\pi I = 4\pi\int_S j\,dS$$

Бул жерде $j=j_0+j_ж$ толук токтун тыгыздыгы ошондуктан

$$\oint_L H_l\,dl = 4\pi\left[\int_S j_0\,dS + \frac{d}{dt}\int_S D_n\,dS\right] \qquad (9.2.3)$$

Бул теңдемеден, магнит талаасы өткөрүмдүүлүк токтун j_0 айланасында гана пайда болбостон, жылышуу тогунун $j_m = dD/dt$ айланасында да пайда болору келип чыгат (9.2.3-чийме)

Ал эми төртүнчү теңдеме катары, Максвелл, Остроградский-Гаусстун электростатикалык талаа үчүн теоремасын пайдаланган,

$$\oint_S D_n dS = q = \int_V \rho dV \qquad (9.2.4)$$

Мында ρ-заряддын көлөмдүк тыгыздыгы, электростатикалык талаанын $\vec{D}$ булагы болуп электр заряды q эсептелерин, жана ал талаанын күч сызыктары оң заряддан башталып, терс заряддар да бүтөрүн, б.а. электростатикалык талаанын күч сызыктарынын баш аягы болуп, ачык экендигин көрсөтөт (9.2 4-чийме).

Электр жана магнит талааларына ар кандай чөйрөлөрдүн тийгизген таасирлерин буга чейин бизге белгилүү байланыштар, материалдык теңдемелер аркылуу берилет

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E}$$
$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$$
$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \qquad (9.2.5)$$

(Омдун дифференциалдык закону)

Мында $\varepsilon\mu$-чөйрөнүн электр жана магнит өтүмдүүлүгү, σ-анын электр өткөрүмдүүлүгү

Максвеллдин бул теңдемелеринен электр жана магнит талааларынын ортосундагы тыгыз байланыштар, алардын электр зарядынын абалына көз каранды экендиги келип чыгат.

Максвеллдин теориясынан келип чыккан негизги жыйынтыктар:

I.Мейкиндикте электромагниттик толкундар пайда болуп, алар бош мейкиндике жарыктын ылдамдыгы c менен таралат.

2.Жарык электромагниттик толкун жана ал көз көргөн жарыктын диапозонуна туура келет.

3.Максвеллдин теориясы ар кандай электр жана магниттик, электромагниттик, кубулуштарды, ошондой эле электромагниттик термелүүлөрдү жан толкундарды, ошонун ичинде жарык толкундарын да түшүндүрө алат. Бул жагынан Максвеллдин теориясын Ньютондун классикалык механикадагы теориясы менен салыштырууга болот.

Глава 10. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТОЛКУНДАР ЖАНА ТЕРМЕЛҮҮЛӨР

Ар кандай электромагниттик кубулуштардын арасында электромагниттик термелүүлөр жана толкундар орчундуу орунду ээлешет. Мында, электрдик жана магниттик чоңдуктар (заряддар, токтор, электр жана магнит талаалары) мезгилдүү өзгөрүшөт.

10.1. Термелүү чынжыры. Өзүндүк термелүү

Удаалаш туташтырылган C конденсатордон, L индуктивдүүлүгү катушкадан жана R каршылыгынан түзүлгөн электр чынжыры термелүү контуру деп аталат (10.1.1-чийме). Мындай чынжырга адегенде электр энергиясын берүү керек. Андыктан, A_1 ачкычынын жардамы менен C конденсаторду ЭКК ($\mathcal{E}$) булагына туташтырабыз. Бул мезгилде A_2 ачкычы ачык турат. ЭКК булагы конденсаторду заряддайт жана, анда $q_0=CU$ барабар заряддар топтолот. Мында, ток булагынын сырткы клеммаларынын ортосундагы чыңалуусу U га барабар. Биздин шартта конденсатордун жогорку канатында оң заряддар ($+q$), ал эми төмөнкү канатында терс заряддар ($-q$) топтолушкан. Бул заряддалган канаттардын ортосунда пайда болгон электр талаасынын чыңалышы E ге барабар болуп, ал эми энергиясы

$$W_q=\frac{q_0^2}{2C} \qquad (10.1.1)$$

барабар болот.

С конденсатору заряддалгандан кийин аны $\mathcal{E}$ ток булагынан ажыратып (A_1 ачылат), термелүү контурун туюктасак (A_2 жабылат) индуктивдүүлүк аркылуу конденсатор разрядалат (заряддар ага баштайт). Индуктивдүүлүктүн таасири астында, контурда пайда болгон ток акырындап, өсүп, ток өтүп жаткан катушканы курчаган магнит талаасы пайда болот. Конденсатордогу заряддар азайган сайын, анын электр энергиясы азайып катушканын магнит талаасынын энергиясы көбөйөт. Контурдагы термелүү кубулушу түшүнүктүүрөөк болсун үчүн, адегенде андагы каршылыкты эске албайлы ($R=0$), б.а. контурдагы энергия жылуулукка айланып жок болбойт. Конденсатор толугу менен разряддалып бүткөндө (10.1.2-чийме), катушка аркылуу өткөн ток максималдуу болот жана чынжырдагы индуктивдүүлүк токтун токтоп калышына тоскоолдук кылат. Ушунун негизинде конденсатордо алазарядоо башталат б.а. конденсатордун төмөнкү канатына оң жогоркусуна терс заряддар топтоло баштайт (IO.I.3-чийме). Мындай алазаряддоо бүткөндө чынжырдагы ток токтолуп ($I=0$) бардык энергия кайрадан конденсаторго топтолот. Бул абалда чынжыр көпкө тура албайт жана конденсатор катушка аркылуу кайрадан заряддала баштайт, оң заряддар төмөнкү канаттан жогорку канатты көздөй катушка аркылуу ага башташат. Мындай агуунун тез бүтүшүнө катушкада пайда болгон өзүмдүк индукция кубулушу тоскоолдук кылат. Конденсатор толук разряддалып бүткөндөн кийин (IO.I.4-чийме), Ошол эле индуктивдүүлүк конденсаторду алазаряддоого мажбур кылат, б.а. конденсатордун жогорку канатына оң заряддар топтолуп төмөнкү канатына терс заряддар топтоло баштайт. Конденсатордун толук алазаряддалып бүткөн учуру IO.I.5-чиймеде көрсөтүлгөн. Контурдун бул абалы анын баштапкы ($t=0$)абалына дал келет (IO.I.I-чийме). Ошентип, бул контурда заряддар бир толук термелишип, мурдакы абалына келишти. Бир толук термелүүгө кеткен убакыт термелүүнүн мезгили ($t=T$) экендигин эсибизге салалы. Термелүү контуру мындай абалда көпкө тура албагандыктан, кайрадан заряддардын термелүү процесстери кайталанат. Биз каршылыкты эске алган жокбуз, ошондуктан, контурдагы мындай бир башталган термелүү чексиз эсе кайталанат.

Эми ушул контурдагы термелүүнүн жүрүшүнүн закон ченемдүүлүгүн аныктайлы. Ал үчүн биз жогоруда караган термелүү контуруна (IO.I.I-чийме) Кирхгофтун экинчи законун (Омдун толук чынжыр үчүн законун жазайлы.
Биз адегенде жалпы учурду, б.а. каршылыкты да эске алалы.
$t=0$ учурунда конденсатор толук заряддалып турсун ($q=q_0$)

A_2 ачкычын кошкондо (A_1 -ачык) чынжырда разрядоо тогу жүрө баштайт. Бул ток Кирхофтун экинчи законунан аныкталат, б.а.

$$IR+U_c=\mathcal{E}_0 \qquad (IO.I.2)$$

Мында IR-каршылыктагы чыңалуунун төмөндөшү, $U_c=q/c$ конденсатордун канаттарынын ортосундагы чыңалыш,

$$\mathcal{E}_0=-L\frac{dI}{dt} \qquad (IO.I.3)$$

индуктивдүүлүктө пайда болгон өзүнчө индукциянын ЭКК.
Бул чынжыр аркылуу аккан электр тогу

$$I=\frac{dq}{dt} \qquad (IO.I.4)$$

болгондуктан, токтун өзгөрүшү заряддар аркылуу төмөндөгүдөй туюндурулат

$$\frac{dI}{dt}=\frac{d^2q}{dt^2} \qquad (10.1.5)$$

Ошентип, Кирхгофтун экинчи законун (10.1.2), заряддар аркылуу төмөндөгүдөй жазууга болот

$$L\frac{d^2q}{dt^2}+R\frac{dq}{dt}+\frac{q}{C}=0$$

же болбосо индуктивдүүлүккө (L) бөлүп,

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{R}{L}\frac{dq}{dt}+\frac{q}{C}=0 \qquad (10.1.6)$$

туюнтманы алабыз, жана термелүү контурунун дифференциалдык теңдемеси болуп эсептелет.

Мындан ары төмөнкүдөй белгилеп алууну жүргүзөлү

$$\sqrt{\frac{1}{LC}}=\omega_0 \qquad (10.1.7)$$

контурдун өздүк жыштыгы,

$$\tau=\frac{L}{R} \qquad (10.1.8)$$

контурдун өздүк убактысы.

1.Биз адегенде LC контурдагы эркин термелүүлөрдү карайлы. Ал үчүн $R=0$,каршылыкты эске албайбыз. Мындай контур эркин термелүүлөрдүн же LC контуру деп аталат.

Мындай шартта ($R=0$) 10.1.6.-теңдеме төмөндөгүдөй жазылат

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\omega_0^2q=0 \qquad (10.1.9)$$

Бул теңдемени механикадагы гармоникалык термелүүлөрдүн теңдемеси менен салыштырып көрөлү

$$\frac{d^2x}{dt^2}+\omega_0^2x=0 \qquad (10.1.10)$$

Мында $\omega_0=\sqrt{k/m}$, k-серпилгичтиктин коэффициенти, m-термелүүчү нерсенин массасы ω_0 -термелүүнүн өздүк жыштыгы экендигин эске салалы. Бул теңдемеден, биз караган m массасы гармоникалык закон

$$x=x_0\cos(\omega_0 t+\varphi_0) \qquad (10.1.11)$$

боюнча термелерин алганбыз.

10.1.9 жана 10.1.10-теңдемелерди салыштырып, биз карап жаткан LC контурундагы заряддар

$$q=q_0\cos(\omega_0 t+\varphi_0) \qquad (10.1.12)$$

өзгөрүүн оңой эле табабыз.
Мында q_0 -конденсатордогу баштапкы заряд, термелген заряддардын амплитудасына туура келет, φ_0 ω_0 эркин термелүүнүн жыштыгы жана баштапкы фазасы. Ошентип, контурдагы заряд гармоникалык закон боюнча термелерин (өзгөрүүн) көрдүк. Эркин термелүүнүн жыштыгы ω_0 10.1.7 -теңдемеден аныкталат.

Мындай термелүүнүн мезгили

$$T=\frac{2\pi}{\omega_0}=2\pi\sqrt{LC} \qquad (10.1.13)$$

экендиги, мектептин физикасынан Томсондун формуласы деген ат менен белгилүү.

LC -контурундагы заряддардын өзгөрүү закону график түрүндө 10.1-6 -чиймеде берилген. Бул графикте баштапкы фаза $\varphi_0=0$ нөлгө барабар деп алынган, б.а. термелүүнү эсептөө конденсатордогу заряд максималдуу болгондон башталат ($t=0;\ q=q_0$). Ушул 10.1.1-чиймеден жана 10.1.12-теңдемеден, убакыттын кайсыл учурларында конденсатор толук зарядалгандыгын ($q=q_0$) же кайрадан заряддалгандыгын ($q=-q_0$)индуктивдүүлүк аркылуу өткөн ток жок экендигин ($I=0$) же максималдуу ($I=I_0$) оңой эле табууга болот.

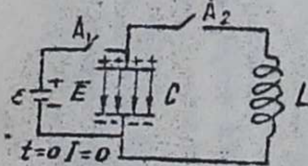
Ал үчүн токтун өзгөрүү закон ченемдүүлүгүн да таап алалы

$$I=\frac{dq}{dt}=-q\omega_0\sin(\omega_0 t+\varphi_0)=I_0\cos(\omega_0 t+\varphi_0-\frac{\pi}{2}) \qquad (10.1.14)$$

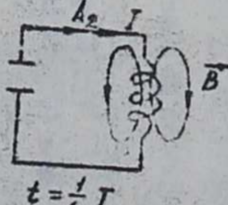
Мында $I_0=q_0\omega_0$ -токтун амплитудасы 10.1.12 жана 10.1.14 -теңдемелерди салыштырып, термелүү контурунда заряд (q) жана ток (I) карама каршы фазада өзгөрөрүн оңой эле көрүүгө болот. Чындыгында эле $\varphi_0=0$ болгондо бул теңдемелерден

1. $t=0.\ \cos\omega_0 t=1.\ q=q_0.\ \sin(\omega_0 t)=0.\ I=0$

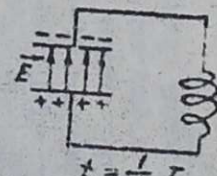
2. Заряд кайсыл учурда нөлгө барабар ($q=0$) экендигин табайлы. Ал үчүн $\cos(\omega_0 t)=0$ Мындан $\omega_0 t=\pi/2$ болушу керек же $t=\pi/2\omega_0=(\pi/4\pi)T=(1/4)T$ экендигин табабыз. Ушул учурда $t=\frac{1}{4}T$, 10.1.14 -теңдемеден $I=-I_0$ экендигин табабыз. Ошентип, термелүүнүн төртөн бир $T/4$ мезгилиндеги учурда конденсатор толук разряддалат $q=0$ жана катушка аркылуу өткөн ток максималдуу ($I=-I_0$) болот (10.1.2-чий-



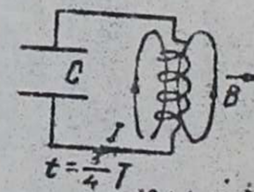
10.1.1-чизма



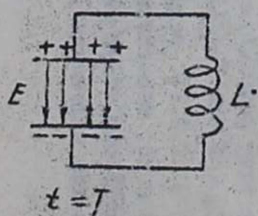
10.1.2-чизма



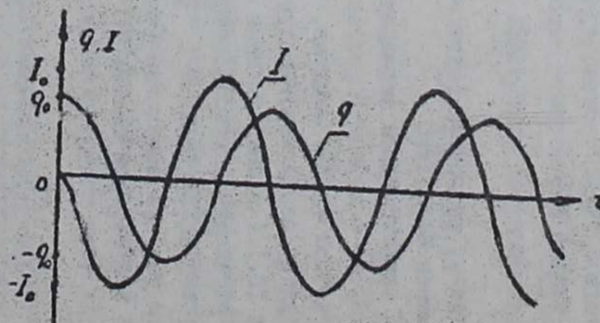
10.1.3-чизма



10.1.4-чизма



10.1.5-чизма



10.1.6-чизма

ме). 3).Конденсатордун толук алазаряддалган учуруи табайлы, б.а. $q=-q_0$.Ал үчүн 10.1.12-теңдемеде $\cos(\omega_0 t)=-1$ болушу керек.Мындан $\omega_0 t=\pi$ экендигин жана $t=\pi/\omega_0=T/2$ экендигин оңой эле табабыз. Ал эми ушул эле учурда $t=T/2$ чынжырдагы ток $I=0$,токтолорун (10.1.14-теңдемеден оңой эле табабыз (10.1.3-чийме).Ушундай эле жол менен убакыттын $t=3T/4$ учурунда конденсатордогу заряддын $q=0$ нөл экендигин, ал эми чынжырдагы токтун максималдуу экендигин $I=I_0$) (10.1.4-чийме) ал эми убакыттын термелүүнүн мезгилине туура келген учурунда $t=T$ термелүү контуру баштыкы абалга кайра келерин ($q=q_0$. $I=0$)оңой эле табабыз. Термелүү контурундагы заряддын жана токтун убакытка байланыштуу өзгөрүшү жана биз жогоруда караган учурдагы абалдары (10.1.6 -графикте көрсөтүлгөн, жана токтун өзгөрүшү зарядынан фазасы боюнча $\pi/2$ арта жүрөт экен.

Контурундагы термелүү процессинде электр энергиясы, магнит талаасынын энергиясына, жана тескерисинче болорун көрдүк. Бул энергиялардын өзгөрүүсүнүн жана сакталуусунун закон ченемдүүлүгүнө көңүл буралы. Электр жана магнит талааларынын энергиясынын суммасы

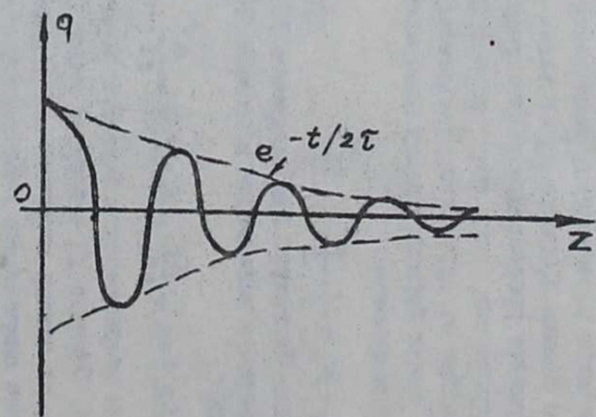
$$W=W_E+W_H=\frac{1}{C}\frac{q^2}{2}+L\frac{I^2}{2} \qquad (10.1.15)$$

экендиги бизге мурдатан белгилүү. Бул теңдемеге 10.1.12 жана 10.1.14-теңдемелердеги маанилерин коюп жана 10.1.7-барабардыкты эске алып

$$W=\frac{q_0^2}{2C}\cos^2(\omega_0 t+\varphi_0)+\frac{q_0^2 L}{2CL}\sin^2(\omega_0 t+\varphi_0)=\frac{q_0^2}{2C} \qquad (10.1.16)$$

экендигин б.а. баштапкы конденсаторго берилген берилген энергиянын сакталарын алабыз. Ошентип LC-контурда жалпы энергиянын суммасы өзгөрбөй, ал электр энергиясынан (конденсатордон), магнит талаасынын энергиясына (катушканын айланасына), өтөрүнө жана тескерисинче магнит талааасынын энергиясы электр талаасининкына өтөт экен. Энергиянын мындай өзгөрүү закону да гармоникалык бойдон калат. Убакыттын кайсыл учурларында энергиянын кайсыл түрү кандай мааниге ээ болорун 10.1.6-графикти карап, оңой эле аныктоого болот.

2).<u>Басаңдоочу термелүүлөр</u>. Эгерде термелүүчү контурда каршылык болсо, анда контурдагы энергия бара-бара Джоулдун



10.1.7- чизма

жылуулук энергиясына айланып, айлана чөйрөгө тарап жок болот. Ар кандай өткөргүчтөр каршылыкка ээ болгондуктан,

,контурга каршылыкты атайлап кошбосок да, катушка кандайдыр бир каршылыкка ээ болот. Ошондуктан, ар кандай термелүү контурунда каршылык болот жана ошонун негизинде контурда башталган термелүү бара бара басаңдап, акырында өчөт. Мындай термелүүнүн басаңдашын 10.1.6-теңдемеден көрсөтүүгө болот,

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{1}{\tau}\frac{dq}{dt}+\omega_0^2 q=0 \qquad (10.1.17)$$

Бул реалдуу $R\neq 0$ термелүү контурунун теңдемеси.

Мындан

$$q=q_0 e^{-t/2\tau}\cdot\cos(\omega t+\varphi_0) \qquad (10.1.18)$$

Заряддын термелүү амплитудасы

$$A=q_0 e^{-t/2\tau} \qquad (10.1.19)$$

Убакыт өскөн сайын экспонент боюнча төмөндөшү көрүнүп турат. Бул амплитуданын канчалык тез өчүшү контурдун туруктуу убактысы $\tau=L/R$ же болбосо каршылыкка жараша болору көрүнүп турат (10.1.7-чийме). Мындай басаңдоочу термелүүнүн жыштыгы

$$\omega=\sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{R^2}{4L^2}} \qquad (10.1.20)$$

да каршылыкка жараша болот.

Мындай басаңдоочу термелүүлөргө механикада термелүүлөрдү карагaнда кеңири токтолгонбуз.

10.2. Электромагниттик толкундардын нурланышы жана таралышы. Герцтин тажрыйбалары

Биз мурдагы параграфта, ар кандай термелүүчү контурдун каршылыгы болгондуктан, андагы пайда болгон термелүү бара бара басаңдап өчөрүн көргөнбүз. Ошондуктан, контурдагы термелүүлөр дайыма болсун үчүн ага сырттан мезгили менен энергия берип туруу талап кылынат. Мындай термелүүлөрдү аргасыздан термелүү деп атап, механикада кеңири карагaнбыз. Азыр биз контурдагы аргасыздан болгон термелүүнүн теңдемесин жазуу менен гана чектелели. Мында биз 10.1.17 теңдемени пайдаланабыз

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{1}{\tau}\frac{dq}{dt}+\omega_0^2 q=\mathcal{E}_0\cos(\Omega t) \qquad (10.2.1)$$

Мында $\mathcal{E}_0$, Ω сыртан берилүүчү энергиянын амплитудасы жана кыштыгы. Башка белгилерди биз жогоруда карагынбыз.

Термелуу контурундагы эргасыздан болгон термелууну, биринчилерден болуп Г.Герц өзунун тажрыйбаларында иш жузуне ашырган (1886 ж).

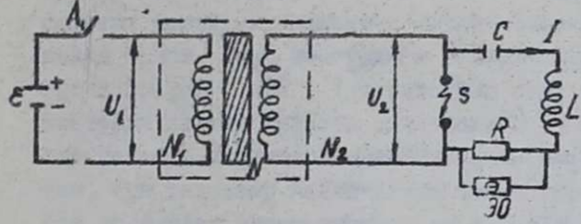
Ал конденсатордон (С), индуктивдуулуктөн (L) жана каршылыктан (R) турган термелуу контуруна (U) индуктор өркылуу белгилуу f жыштыгы менен энергия берип турган (10.2.1-чийме). Бул индуктор бир өзөккө оролгон, оромдору N_1 жана N_2 болгон эки катушкадан турат. Экинчи катушканын оромдорунун саны N_2 биринчиникинен N_1 өтө көп болгондуктан ($N_2 >> N_1$), бул индуктор жогорулатуучу трансформатор болуп кызмат кылат. Трансформатордун киришине, чыңалуусу $U_1 \approx 10$ Вольт болгон өзгермелуу ток булагын туташтырсак, анын чыгышында (экинчи оромдо) он миндеген Вольт чыңалуу ($U_2 \approx 10^4$ В)индукцияланат. Трансформатордун чыгыш оромдорунун учтары термелуу контуруна туташтырылган. Контурду баштапкы абалында S абалык аралыгы ачык болгондуктан, термелуу журбөйт. Герц, И индукторунун киришине турактуу ток булагын туташтырып, A_1 кошуп-узгучунун жардамы менен экинчи оромолордо жогорку чыңалышты ($U_2 = 10^4$ В) индукциялоого жетишкен. Кошуп-узгуч электромагниттин жардамы менен $f = 10^3 \div 10^4$ Гц жыштыкта иштейт.

Эми термелуу контурунун иштөө негиздерине көңул бурады. Кошуп узгуч кандайдыр бир Δt убактысында $\mathcal{E}$ ток булагын индукторго кошуп турсун (10.2.2^a-чийме)

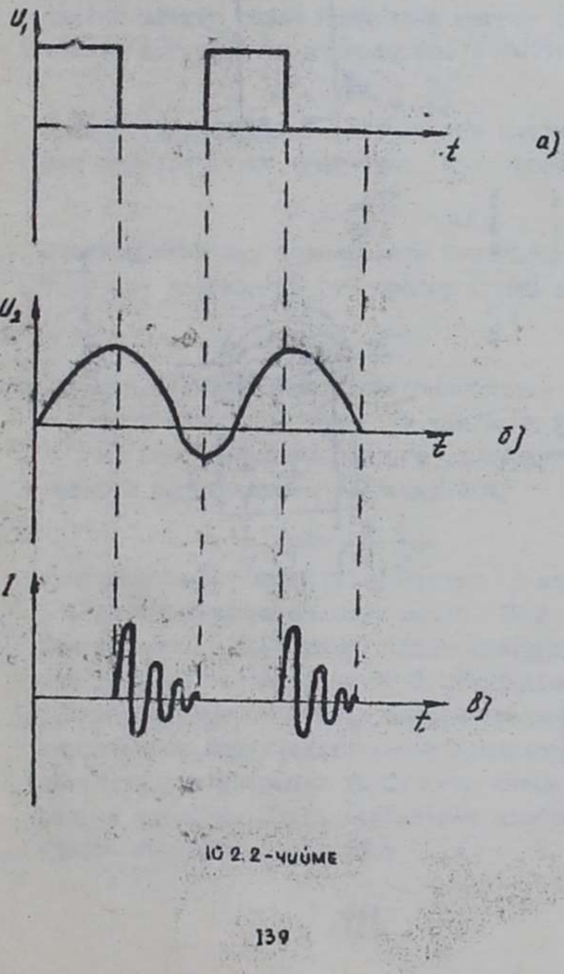
Анда индуктордун чыгышында индукциянын ЭКК пайда болуп, C конденсатору U_2 чыңалышына ылайык заряддалып, чыңалыш аралыкта разряд пайда болгон маанисине жеткенде ($U_2 = U_p$) аралыкта разряд журуп, термелуу контуру туюкталып, термелуу журөт. Термелуу жыштыгы $\nu = 1/T = 1/2\pi\sqrt{LC}$ кошуп-узгучтун жыштыгынан өтө чоң кылып тандалгандыктан ($\nu >> f$), кошуп-узгуч кайра кошулганга чейин контурунда бир топ термелуу болуп, акырында басаңдап өчөт. Кошуп-узгуч экинчи жана андан кийин кошулганда бул процесс кайра кайталанылат.

Кошуп-узгучтун кошулуу жана узулуу убактысы, индуктордун чыгышындагы максималдуу чыңалуусу жана S аралыгы, A_1 кошуп-узгучтун кошулуу убактысынын аягында разряд жургөндөй кылып тандалат.

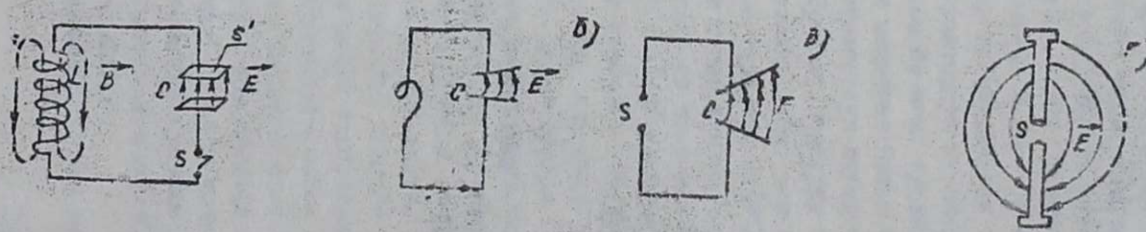
Ошентип, Герцтин тажрыйбасында термелуу контуруна ин-



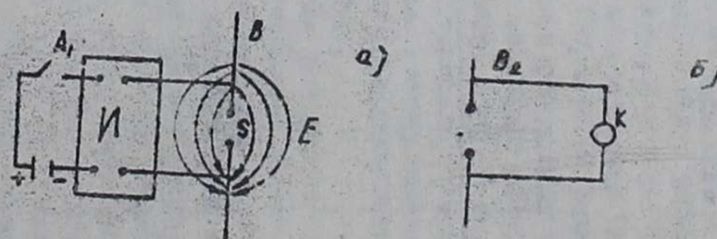
Ю.2.1-чиúме



Ю 2.2-чиúме



10.23-чизма



10.2.4-чизма

дуктор мезгил-мезгили менен энергия берип турат жана термелүүчү контурунда топ-топ болгон басаңдоочу термелүүлер пайда болот. Аны, контурдагы R каршылыгындагы чыңалыштын осциллографка (ЭО) туташтырып көрө алабыз. Биз караган контурда электр талаасы конденсатордун ичинде, ал эми магнит талаасы катушкага илээшип айланасында пайда болгондуктан, бул талаалар мейкиндикке чыгып таралышбайт. Демек, мындай контурлар электромагниттик талаа үчүн жабык болушат экен. Электромагниттик толкундар мейкиндикке таралыш үчүн ачык контур жасоо керек. Электромагниттик термелүүнүн энергиясы электр жана магнит талааларынын чыңалышынын квадратына түз пропорциялаш экендиги белгилүү, б.а. $W \sim E^2 H^2$ ал эми индукциялык электр талаасынын жана магнит талаасынын чыңалыштары токтун өзгөрүшүнүн ылдамдыгына (dI/dt) түз пропорциялаш,

$$H \sim E \sim L\frac{dI}{dt}$$

Электр тогу заряддын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына же болбосо заряддын термелүүсүнүн жыштыгына түз пропорциялаш болгондуктан,

$$I = \frac{dq}{dt} \sim \omega$$

Электромагниттик термелүүнүн энергиясы термелүү жыштыгынын төртүнчү даражасына түз пропорциялаш экендигин алабыз

$$W \sim \omega^4 \qquad (10.2.2)$$

Демек, мейкиндиктеги электромагниттик термелүүнүн энергиясын көбөйтүү үчүн анын термелүү жыштыгын көбөйтүү зарыл экен.

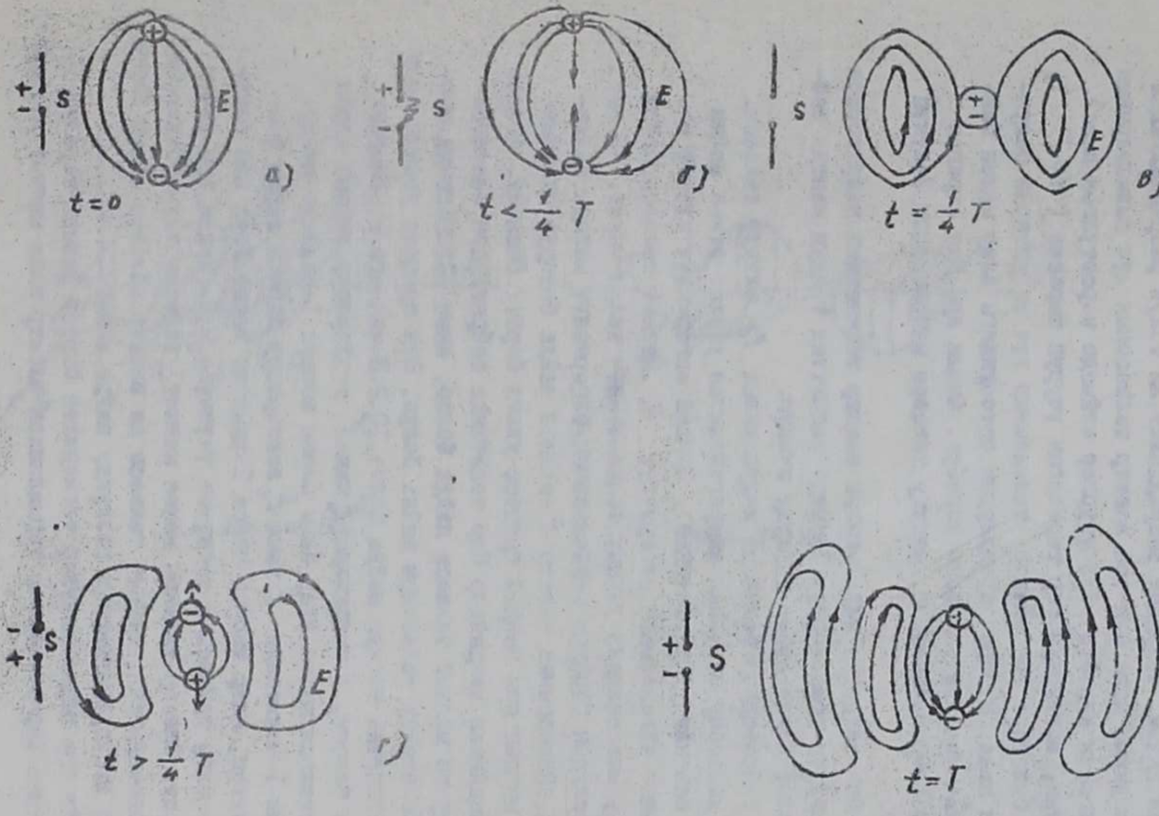
Ал эми термелүү жыштыгы контурдун параметрлери L жана C тескери пропорциялаш болгондуктан,

$$\omega \sim \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (10.2.3)$$

жыштыкты көбөйтүү үчүн контурдун L индуктивдүүлүгүн жана C сыйымдуулугун азайтуу зарыл (10.2.3-чийме де жантип жабык контурдан (10.2.3^{а}-чийме) ачык контурду (10.2.3^{г}-чийме) алуунун схемасы көрсөтүлгөн 10.2.3^{а}-чиймеде L индуктивдүүлүгүн жана C сыйымдуулугу болгон конденсатордон турган жабык контур көрсөтүлгөн. Индуктивдүүлүктүн оромолорунун саны N, конденсатордун канаттарынын ар биринин аянты S' га барабар. Мында S разряд аралыгы. Индуктивдүүлүктү азайтыш үчүн N оромдордун ордуна бир ором калтырабыз ($N=1$), ал эми конденсатордун сыйымдуулугун азайтыш үчүн ($C \sim \varepsilon\varepsilon_0 S'/d$) эки жалпак беттин ордуна эки кесим өткөргүчтү алып, аларды керип коебуз (10.2.3^{б}-чийме). Термелүү жыштыгын дагы чоңойтуш үчүн, индуктивдүүлүктөгү бир оромдун ордуна, өткөргүчтүн бир кесигин алабыз, ал эми конденсатор болуп кызмат кылган эки кесинди өткөргүчтү дагы чоңураак аралыкка киребиз (10.2.3^{в}-чийме). Анда, электр талаасы мейкиндикке көбүрөөк чыкканын көрөбүз. Ал эми электр талаасы мейкиндикке дагы көбүрөөк чыксын үчүн термелүү контурун S разрядык аралыгында бир окто жайланышкан эки кесим өткөргүч түрүндө алабыз (10.2.3^{г}-чиймеси). Мында электр талаасы ачык мейкиндикке чыгат. Мындай контурду Герц колдонгон жана Герцин вибратору деп аталат.

Герц мындай вибраторду индукторго туташтырып (10.2.4^{а}-чийме) электромагниттик термелүүнү нурлантткан. Бул электромагниттик термелүүнү кабыл алыш үчүн резонанс кубулушун пайдаланган жана кабыл алуучу контур катары нурлантуучу B_1 вибратордой эле экинчи B_2 вибраторун алган. Анын жыштыгы ν_2 нурлантуучу вибратордун ν_1 жыштыгына дал келгенде ($\nu_1 = \nu_2$) кабыл алуучу контурга туташтырылган электр K коңгуроосу иштеген (10.2.4^{б}-чийме). Ошентип, биз Г.Герцин жасаган биринчи радио (передатчик) бергичин жана радиоалгычты (приемник) карадык.

Эми Герцин вибраторунан электромагниттик толкундун нурлануу процесстерине көңүл буралы (10.2.5-чийме). Баштапкы учурда $t=0$ контур толук заряддалган ($q=q_0$). Оң жана терс заряддардын ортосунда (S аралыгында) электр талаасы E_0 пайда болот. Андан ары $t>0$ болгондо, S аралыгында разряд жүрүп, термелүү башталат (конденсатор разряддала баштайт), оң жана терс заряддар бири бирин көздөй умтулуп жылышат. Бул заряддар электр талаасы менен байланышта болгондуктан, аларды электр талаасынын күч сызыктары ээрчигендиктен, күч сызыктардын алгачкы калыбы бузулат ($0<t<\frac{1}{4}T$) Конденсатор толук разряддалып бүткөндө ($t=1/4T$) терс жана оң заряддар бири бирин толук жокшкандыктан, күч сызыктардын аягы башы менен кошулуп туюк күч сызыктарга айланышат. Убакыттын $t=\frac{1}{4}T$ учурунан конденсатордо алазаряддоо башталат, б.а. кайрадан оң жана терс заряддар бөлүнө баштайт, оң заряд төмөнкү терс заряд жогору көздөй жыла



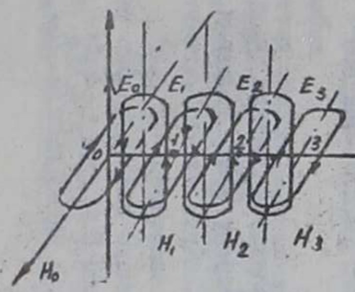
10.2.5-чизма

баштайт. Заряддар бөлүнгөндүктөн алардын ортосунда жаңыдан электр талаасы пайда болуп, мурдагы туюк күч сызыктарды сүрүп чыгат. Ошентип, мейкиндикке эки топ электр талаасынын күч сызыктары бөлүнүп чыгышат. Контур толук алазаряддалган кийин, кайрадан разряддалат. Ал толук разряддалганда мейкиндикке дагы эки топ электр талаасынын күч сызыктарынын бөлүнгөнүн көрөбүз (бул учурлар чиймеде көрсөтүлгөн эмес). Ошентип, контурдун бир термелген учурун карасак ($t=T$), анда биз төрт топ электр талаасынын күч сызыктарын бөлүнгөнүн жана оң, терс заряддардын ортосундагы алар менен байланышкан электр талаасын көрөбүз. Андан ары биз караган процесстер кайталанып, электр талаасы вибратордон бөлүнүп турат.

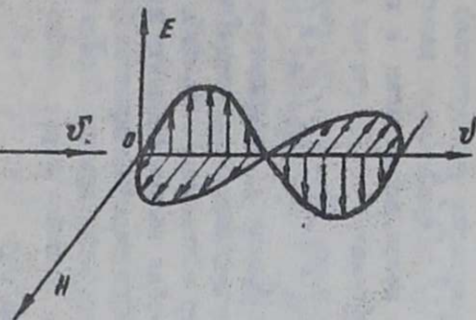
Биз жогоруда индукциялык электр талаасынын вибратордон бөлүнгөнүн гана көрдүк. Электро магниттик толкун кантип пайда болот деген суроо туулушу мүмкүн.

Вибратордон бөлүнгөн индукциялык E_0 электр талаасы, өзүн коддоочу заряддан ажырагандыктан убакыт өткөн сайын азая баштайт (10.2.8 чийме). Мындай өзгөрмөлүү электр талаасынын айланасында өзгөрмөлүү H_0. Магнит талаасы пайда болору Максвеллдин үчүнчү теңдемесинен келип чыгат. Ал эми Максвеллдин биринчи теңдемесинен өзгөрмөлүү магнит талаасынын айланасында электр E_1 талаасы пайда болорун билебиз жана мындан ары мындай процесс улана берет. Ошентип, эгерде мейкиндиктин кандайдыр бир чекитинде вибратордон бөлүнгөн электр же магнит талаасы пайда болсо, анын айланасында магнит же электр талаалары пайда болуп, бул процесс уланып электромагниттик толкун пайда болот. 10.2.8-чиймеге тереңирээк көңүл бөлсөк, 0 чекитинде $\vec{E}_0$ жана $\vec{E}_1$ векторлору карама каршы багытталгандыктан, алар бири бирин жоюшуп 1-чекитке жылат. Ал эми 1-чекитинде $\vec{E}_1$ жана $\vec{E}_2$ векторлору карама каршы болгондуктан, алар жоюшуп талаа 2-чекитке көчөт. Ушул эле сыяктуу электр талаасы 2-чекиттен үчүнчүгө ж.б. андан ары көчүп олтурат. Электр талаасы менен магнит талаасы тыгыз байланышта болгондуктан, магнит талаасы да электр талаасы менен бирге жылып электромагниттик толкунду пайда кылат.

Өз ара перпендикуляр тегиздикте бирдей фазада таралуу багытына перпендикуляр термелишкен электр жана магнит векторы



10.2.6 - чийме



10.2.7- чийме

лор електромагниттик толкунду түзүшөт (10.2.7-чийме).

Биз буга чейин электромагниттик толкунду пайда болушун жана таралышын карадык. Эми бул толкун кандай ылдамдык менен таралышына токтололу.

Электромагниттик индукция кубулушун табийгатын караганда, $\vec{v}_0$ ылдамдыгы менен жылуучу $\vec{B}$ магнит талаасы байкоо чекитине салыштырмалуу $\vec{E}^*$ индукциялык электр талаасын түзерүн көргөнбүз

$$\vec{E}^* = -k'[\vec{v}_B \times \vec{B}] \qquad (10.2.4)$$

Ошондой эле v ылдамдыгы менен кыймылдаган e заряды r аралыгында түзгөн магнит талаа

$$\vec{H} = k'e\left[\vec{v} \times \frac{\vec{r}}{r^3}\right] = k'[\vec{v}_E \times \vec{E}] \qquad (10.2.5)$$

барабар болот. Мында биз $\frac{e}{r^2}$ чекиттүү заряддын r аралыкта түзгөн электр талаасынын чыңалышы $E = e/r^2$ жана $v = v_E$ заряд менен бирге жылган электр талаасынын ылдамдыгы экендигин эске алдык. Электромагниттик толкунда электр жана магнит талаалары мейкиндикте бирге таралышкандыктан $v_E = v_B = v$ жана алар өз ара перпендикуляр болгондуктан $\bar{E} \perp \bar{B} \perp v$ 10.2.4 жана 4.2.5-формулалардан төмөндөгүлөрдү алабыз

$$E^* = E = k'vB \qquad (10.2.6)$$

$$H = k'vE \qquad (10.2.7)$$

Максвелл бөл теңдемелерди Гаусстун абсолюттук системасында вакуум үчүн караган: $k' = 1/c$: $k = 1$: $\mu_0 = 1$: $\mu = 1$: $\varepsilon = 1$; $c = 3\cdot10^8$ м/

Анда $B = H$ (10.2.7) формуланы 10.2.6 -теңдемеге коюп

$$v = c \qquad (10.2.8)$$

алабыз. Башкача айтканда, электромагниттик толкун вакуумда жарыктын ылдамдыгы менен тарайт экен. Максвелл мындан башка дагы бир ачылыш жасаган-жарык электромагниттик толкундун көз көргөн диапозону эсептелет.

Эми электромагниттик толкундун кандайдыр бир чөйрөдө таралуу ылдамдыгына көңүл буралы б.а. $\mu \neq 1$: $\varepsilon \neq 1$

Ал үчүн 4.2.7 -теңдемени сол жагын дагы $\bar{E}$ ни $\bar{D}$ га алмаштырабыз, анда

$$E = k'\vartheta B = \frac{\mu}{c}\vartheta B \qquad (10.2.9)$$

$$H = k'\vartheta D = \frac{\varepsilon}{c} = \vartheta E \qquad (10.2.10)$$

Бул эки теңдемеден

$$\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{c}{n} \qquad (10.2.11)$$

экендигин алабыз. Мында $n = \sqrt{\mu\varepsilon}$ чөйрөнүн сынуу көрсөткүчү деп аталат. Диэлектриктерде $\varepsilon > 1$, пара жана феромагнитиктерде $\mu > 0$ болгондуктан, электромагниттик толкун жарыктын ылдамдыгынан n эсе акырын тарайт. Ал эми диамагнитиктерде $\varepsilon = 1$. $\mu < 1$. $n < 1$
болгондуктан электромагниттик толкун жарыктын вакуумдагы c ылдамдыгынан чоң ылдамдык менен тарайт экен.

Ылдамдыкты туюнтуучу (10.2.11)-формуланы 10.2.9 же 10.2.10-формулага коюп электр жана магнит талааларынын чөйрөнүн мүнөздөмөлөрү ε жана μ аркылуу байланышын алабыз,

$$\sqrt{\varepsilon} E = \sqrt{\mu} H$$

же

$$\varepsilon E^2 = \mu H^2 \qquad (10.2.12)$$

4.2.12-формула электромагниттик энергияны электр же магнит талаасынын чыңалыштары аркылуу туюнтууга мүмкүндүк берет. Чындыгында

$$W_H = \frac{k'}{k}\frac{\mu\mu_0}{8\pi}H^2, \quad W_E = \frac{k'}{k}\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{8\pi}E^2$$

болгондуктан, Гаусстун системасында электромагниттик толкундун энергиясы

$$W = W_H + W_E = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi}$$

жана 4.2.10-формуланы эске алып,

$$W = \frac{\mu H^2}{8\pi} + \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{\mu H^2}{4\pi} = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} \qquad (10.2.13)$$

экендигин алабыз

Электромагниттик толкун $\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ ылдамдыгы менен тыгыздыгы W болгон энергияны алып жүрөт. Бул эки чоңдуктун көбөйтүндүсү $\bar{S} = W\bar{\vartheta}$ Умов Поинтингдин вектору деп аталат, же болбосо ал вектор

$$S = \frac{c}{4\pi}[\bar{E}\times\bar{H}] \qquad (10.2.14)$$

барабар болот. Бул вектордун сан мааниси бирдик убакыттын ичинде энергиянын багытына перпендикуляр турган бирдик тегиздик аркылуу өткөн энергиянын агымына барабар болот.

10.3. Электромагниттик толкундун басымы

Электромагниттик толкун өзүнүн жолундагы тоскоолдуктарга басым жасайт. Бул басымдын себеби эмнеде?

Электромагниттик толкун жалпак тегиздикке перпендикуляр түшсүн дейли (10.3.1-чийме). Бул толкундун электр талаасы нерсенин бетинде токту пайда кылат ($\bar{j}=\sigma\bar{E}$), бул ток толкундун магнит талаасына перпендикуляр болгондуктан, ампердин законун негизинде, нерсеге толкундун багыты боюнча F күчү таасир этет. Бирдик аянтка таасир эткен күч басымга барабар ($P=F/S$) экендигин эске салалы. Электромагниттик толкундун басымынын анын орточо энергиясынын тыгыздыгы менен байланышын Максвелл тапкан

$$P=(1+k)\bar{W} \tag{10.3.1}$$

Мында k -нерсенин толкунду чагылдыруу коэффициенти. Эгерде нерсе толкунду толук чагылдырса $k=1$

$$P=2\bar{W} \tag{10.3.2}$$

Ал эми түшкөн толкунду нерсе толук жутса ($k=0$), анда толкундун басымы эки эсе аз болот, б.а.

$$P=\bar{W} \tag{10.3.3}$$

Жарык толкунунун заттарга болгон басымын тажрыйба жүзүндө орус окумуштуусу П.Н.Лебедев ишке ашырган.

10.4. Электромагниттик толкундун шкаласы

Термелүү контурунда ошондой эле Герцтин вибраторунда заряддардын термелиши электромагниттик толкунду пайда кыларын көрдүк. Чындыгында контурдагы заряд $q = q_0 \cos\omega t$ ал эми ток $I = \omega q_0 \sin\omega t \sim \omega$ өзгөрсө, $I \sim ne\upsilon$ экендигин эске алсак, $I \sim \omega \sim \upsilon$ контурдагы ток заряддын ылдамдыгына түз пропорциялаш. Ал эми контурдагы пайда болгон электр жана магнит талаасы токтун өзгөрүшүнүн ылдамдыгына (dI/dt) пропорциялаш экендигин мурда карагынбыз

$$E \sim H \sim \ell \frac{dI}{dt} \sim \frac{d\upsilon}{dt} = a \sim \omega^2 \qquad (10.4.1)$$

Бул туюнтмадан, электромагниттик толкунду ылдамдатылган кыймылдагы заряддар нурлантары жана анын жыштыгы заряддын ылдамдануусуна жараша болору ($\omega^2 \sim a$) келип чыгат. Бул жыйынтык Максвеллдин теориясынан келип чыккан негизги тыянактын бири болуп эсептелет.

Электромагниттик термелүүлөр жана толкундардын жыштыгы өтө кеңири диапозондо, нөлдөн өтө чоң жыштыктары 10^{-20} Гц ке чейин өзгөрүшөт. Бул толкундардын нурлантуучу булактарына жана касиеттерин жараша диапозондорго бөлүнүшөт (төмөнкү таблицаны кара, $\nu = c/\lambda$ болгон байланышты эске ал).

Таблица 10.4.1

толкундун аты	толкундун узундугу (м)	толкундун жыштыгы (Гц)	Толкундун булагы
Төмөнкү жыштагы толкундар	$\lambda > 10^4$	$\nu < 3\cdot10^4$	өзгөрмөлүү токтун генераторлору
Радиотолкундары	$10^4 - 0{,}1$	$3\cdot10^4 - 3\cdot10^{10}$	Термелүү контурлары, Герцтин вибратору
Ультрарадио толкундары	$0{,}1 - 10^{-4}$	$3\cdot10^{10} - 3\cdot10^{12}$	Магнетрон, клистрон ж.б.
Инфракызыл нурлар	$10^{-4} - 7{,}7\cdot10^{-7}$	$3\cdot10^{12} - 4\cdot10^{14}$	Ысытылган заттар (шамдар) дүүлүккөн атомдор, молекулалар
Жарык нурлары	$7{,}7\cdot10^{-7} - 4\cdot10^{-7}$	$4\cdot10^{14} - 7{,}5\cdot10^{14}$	
ультрафиолет нурлары	$4\cdot10^{-7} - 4\cdot10^{-8}$	$7{,}5\cdot10^{14} - 3\cdot10^{16}$	-"-
рентген нурлары	$10^{-8} - 10^{-11}$	$3\cdot10^{16} - 3\cdot10^{19}$	рентген трубкалары
Гамма нурлары	$< 10^{-11}$	$\nu > 3\cdot10^{19}$	радиоактивдүү заттар (атомдордун ядролору)

Глава II. ЗАТТАРДЫН МАГНИТ ТАЛААСЫ

II.I.Магниттелиш вектору $\vec{P}_m$ жана анын $\vec{H}$ жана $\vec{B}$ векторлору менен байланышы

Вакуумда жана түрдүү чөйрөлөрдө токтуу өткөргүчтүн түзгөн магнит талаасы ар кандай маанилерге ээ болуп, тиешелүү $\vec{H}$ жана $\vec{B}$ чоңдуктары менен мүнөздөлөрүн мурда карагaнбыз (§ 7.I). Башкача айтканда, токтуу өткөргүчтүн магнит талаасы чөйрөнү магниттеп, кошумча магнит талаасы пайда кылат. Эгерде биз токтун вакуумдагы магнит талаасын $\vec{H}$ вектору менен мүнөздөсөк, ал эми магниттелген чөйрөнүн түзгөн магнит талаасын $\vec{H}'$ вектору менен белгилесек, анда жалпы магнит талаасы $\vec{B}$ бул эки вектордун суммасына барабар болот.

$$\vec{B}=\mu_0(\vec{H}+\vec{H}') \qquad (II.I.I)$$

$\vec{H}'$ кантип пайда болоруна көңүл буралы. Ар кандай заттар атомдордон турарын жана атом ядродону анын айланасында айланган электрондордон турган система экендигин эске салалы (II.I.I-чийме) ядронун айланасында электрондор өтө жогорку жыштыкта (секундасына 10^{5}) айланышкандыктан, бул электрондун m массасын жана e зарядын орбита боюнча бир калыпта жайгарышылган шакек катары б.а. тегерек ток катары кароого болот.Тегерек токтун магнит талаасы магнит ийини вектору P_m менен мүнөздөгөнбүз (§ 7.4) (II.I.2-чийме).

$$\vec{P}_m = k' IS\vec{n} \qquad (II.I.2)$$

Бул тегерек токтун огундагы магнит талаасы ушул магнит ийинине түз пропорциялаш экендигин ($\vec{H}\sim\vec{P}_m$) көргөнбүз.

Атомдогу айланган электрон m массасына жана e зарядына ээ болгондуктан, анын орбита боюнча кыймылы орбиталык механикалык $\vec{L}_0$ жана магниттик $\vec{P}_0$ ийиндер менен мүнөздөйбүз.

Орбиталык механикалык ийин

$$\vec{L}_0 = m\vartheta\vec{r} \qquad (II.I.3)$$

электрондун $m\vartheta$ импульсунун орбитанын r радиусуна көбөйткөнгө барабар. Ал эми орбиталык магнит ийини

$$\vec{P}_0 = k' I_0 S\vec{n} \qquad (II.I.4)$$

Электрондун e зарядынын кыймылы түзгөн $I_o = e/T$ токтун орбита чектеген $S = \pi r^2$ аянтка барабар ($\vec{n}$ бирдик нормаль T -электрондун айлануу мезгили),

$$I_o = \frac{e}{T} = \frac{e v}{2\pi r}$$

болгондуктан,

$$\vec{P}_o = k' \frac{e v r}{2} \vec{n} \qquad (II.I.5)$$

векторунун $\vec{L}_o$ векторуна болгон катышы турактуу чондук экендигин көрөбүз

$$\frac{P_o}{L_o} = k' \frac{e}{2m} = \Gamma \qquad (II.I.6)$$

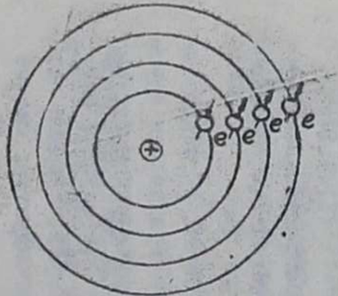
Бул катыш гирромагниттик чоңдук деп аталат жана мындан

$$\vec{P}_o = k' \frac{e}{2m} \vec{L} \qquad (II.I.7)$$

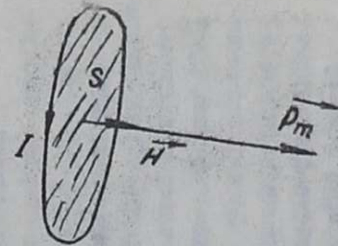
атомдун орбиталдык магнит ийини орбиталдык механикалык ийинге түз пропорциялаш экендигин көрөбүз, б.а. эгер атом орбиталдык механикалык ийинге ээ болсо, ал сөзсүз орбиталдык магнит ийинине ээ болот. Мындай байланыш электрондун массага жана зарядка ээ экендигинен келип чыгат. Демек, атом магнит ийинине ээ болгондуктан, анын айланасында $\vec{P}_o$ векторуна пропорциялаш магнит талаасы пайда болот. Атомдогу электрондун орбита боюнча айланышы орбиталдык ийиндерди түзөт тургандыгын көрдүк. Кийинчерээк, кыймылсыз электрондун өзүмдүк (спиндик) механикалык L_s жана өзүмдүк магнит $\vec{P}_s$ ийиндерге ээ экендигин аныкталган (II.I.3-чийме) жана алардын ортосундагы байланыш II.I.7 -туюнтма сыяктуу эле катышылат

$$\vec{P}_s = k' \frac{e}{m} \vec{L}_s \qquad (II.I.8)$$

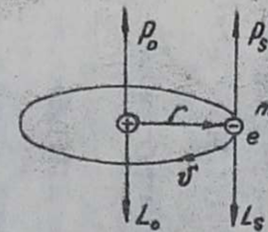
б.а. эң кичинекей магнит болуп электрон эсептелет экен. Бул өзүмдүк ийиндер классикалык физиканын (максвеллдин теориясынан) негизинде түшүндүрүлбөйт.
Алардын физикалык табияты, кийинчерээк кванттык физикада түшүндүрүлөт. Булардан башка, атомдо анын оң заряддалган ядросу бар. Ядро протон жана нейтрон деген бөлүкчөлөрдөн турары белгилүү. Бул бөлүкчөлөр, электрон сыяктуу эле өзүмдүк магнит жана механикалык ийиндерге ээ болот. Бирок, алардын массасы электронго караганда 2000 эсе оор болгондуктан, магнит ийиндери 2000 эсеге аз болушат (II.I.8-формуланы кара).



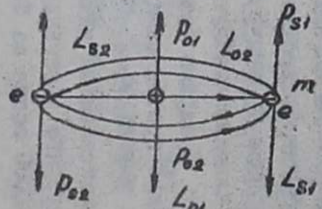
11.1.1-чизма



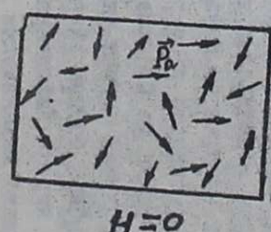
11.1.2-чизма



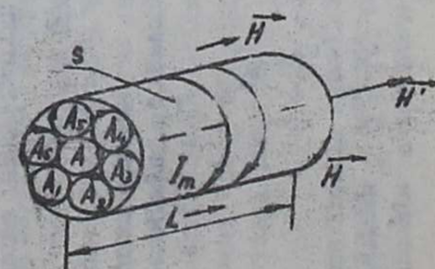
11.1.3-чизма



11.1.4-чизма



11.1.5-чизма



11.1.6-чизма

Ошентип, ядронун магнит, ийинин, электронго салыштырмалуу, эсепке албай койсок болот. Биз буга чейин бир электрондуу гана атомду карадык. Ал эми жалпы жөнүнөн, ар бир атомдо анын Менделеев таблицасындагы ээлеген катар Z номерине барабар электрон болот. Эгерде атомдо Z электрон болсо, анда анын магнит ийини

$$\vec{P_o} = \sum_{i=1}^{Z} \vec{P}_{oi} + \sum_{i=1}^{Z} \vec{P}_{si} \tag{II.I.9}$$

орбиталдык $\vec{P_o}$ жана өзүмдүк $\vec{P_s}$ магнит ийиндеринин вектордук суммаларына барабар болушат (Мисалы, II.I.4-чиймеде эки электрондуу атом көрсөтүлгөн. Ар кандай заттар атомдордон турушат, алардын магнит ийиндери $\vec{P_o}$ баш аламан багытталышат. Ошондуктан, сырткы магнит талаасы болбосо, заттагы магнит ийиндеринин суммасы нөлгө барабар болуп, магнит талаасын түзүшбөйт (II.I.5)

Эгерде затты магнит талаасына жайлаштырсак, анын атомдорунун магнит ийиндери, магнит жебеси сыяктуу магнит талаасынын күч сызыктары боюнча багытталышып, алардын вектордук суммасы заттын магнит ийинин түзүшөт. Заттын бирдик көлөмүнө туура келген заттын магнит ийини анын магниттелиш вектору $\vec{P_m}$ деп аталат, б.а.

$$\vec{P_m} = \frac{\sum_{i=1}^{N} \vec{P_{ai}}}{V} \tag{II.I.10}$$

Мында P_{ai} бир атомдун магнит ийини, N -атомдордун саны, V -заттын ээлеген көлөмү. Магниттелиш вектору заттын магниттелген абалын мүнөздөөчү чоңдук болуп эсептелет. Заттардын ар бир чекиттериндеги магниттелиш вектору белгилүү болсо, алар түзгөн магнит талаасын аныктоого болот.

Бир тектүү магнит талаасына жайланышкан узундугу l туурасынан кесилиш аянты S болгон цилиндр түрүндөгү заттын (өзөктүн) магниттелишин карайлы (II.I.6-чийме). Атомдордун магнит ийини магнит H талаасынын күч сызыктарын бойлоп багытталышкандыктан, l атомдордогу орбиталдык (микро) токтор бир багытта агышат (чиймеде (А) кичинекей айланалар).

Цилиндрдин баш жагындагы микротокторго көңүл бурсак, коңшу атомдорду жанаша жайланышкан жактарындагы токтор карама-каршы багытта болгондуктан, бирин-бири жоюшуп заттын ичиндеги токтордун суммасы нөлгө барабар болот. Ал эми заттын эң сырткы катмарындагы атомдордун сырт жагындагы микротоктордун түзүүчүлөрү жоюлушбай кошулушуп, цилиндрдин бетин айланган I_m макроскопиялык тогун түзөт. Бул S кесилиш аянтын айланган токтун түзгөн магнит ийини

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^{N} \vec{P}_{ai} = k' I_m S \vec{n} \qquad (II.I.II)$$

барабар болот. Ал эми тиешелүү магниттелиш вектор

$$\vec{\mathcal{P}}_m = \frac{P_m}{V} = k' \frac{I_m S}{S l} = k' \frac{I_m}{l} = k' I_m \qquad (II.I.I2)$$

аныкталат, б.а. магнит талаасындагы өзөктү бирдик узундугундагы токтуу бир орамго туура келген соленоид катары кароого болот экен. Мындай токтун түзгөн магнит талаасын соленоиддин формуласын колдонуп табууга болот

$$\vec{H}' = k 4\pi I_{m_0} = \frac{k}{k'} 4\pi \vec{\mathcal{P}} \qquad (II.I.I3)$$

Заттагы микротоктордун түзгөн магнит талаасы $\vec{H}'$ анын магниттелиш векторуна $\vec{\mathcal{P}}$ пропорциялаш болот. Ошондуктан, жалпы магнит талаасы $\vec{H}$ жана $\vec{H}'$ векторлорунун суммасына барабар, б.а.

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{H}') \qquad (II.I.I4)$$

Изотроптуу магнетиктер үчүн, магниттелиш вектору сырткы $\vec{H}$ магнит талаасына пропорциялаш болот

$$\vec{\mathcal{P}}_m = \varkappa \vec{H} \qquad (II.I.I5)$$

пропорция коэффициенти $\varkappa$ магнит_шыктуулугу деп аталат. Эми II.I.I5 жана II.I.I3-формулаларды II.I.I4-теңдемеге коюп, жалпыланган магнит талаасы

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \frac{k}{k'} 4\pi \varkappa) \vec{H}' = \mu \mu_0 \vec{H} \qquad (II.I.I6)$$

экендигин табабыз. Мында

$$\mu = 1 + \frac{k}{k'} 4\pi \varkappa \qquad (II.I.I6)$$

заттын магнит өтүмдүүлүгү деп аталат. СИ системасында, $k' = 1; k = \frac{1}{4\pi}$ болгондуктан, $\mu = 1 + \varkappa$ барабар болот.

Ошентип, токтун чөйрөдөгү магнит талаасын өлчөгөндө, түздөн түз өлчөнүүчү чоңдук магнит индукциясы $\vec{B}$ болуп эсептелет, жана ал заттардагы микро жана өткөргүчтөгү макротоктордун түзгөн талаалардын суммасына барабар болот.

II.2.Заттардын магниттик касиеттери. Диа жана парамагнетизм

Магнит өтүмдүүлүк μ заттардын магниттик касиеттерин мүнөздөйт. Магнит өтүмдүүлүгү $\mu<1$ $(\varkappa<0)$ болгон заттар диамагнетиктер, болгон заттар парамагнетиктер деп аталышат. Мындай заттар изотроптуу болушат. Магнит талаасын өтө сезгич ($\mu>>1$) заттар өзгөчө бөлүнүп ферромагнетиктер деп аталышат.

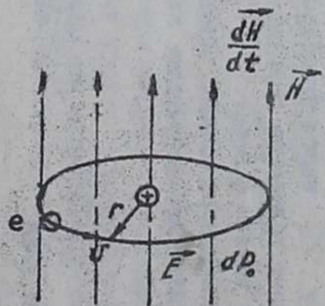
I. Адегенде диамагнетизмди карайлы. Диамагнетиктер үчүн магниттик шыктуулук $\varkappa<0$ тескери мааниге ээ. Бул заттар үчүн, II.I.15-формуланын негизинде магниттелиш вектору $\bar{P}$ сырткы магнит талаасынын чыңалышына $\bar{H}$ карама-каршы багытталган, б.а. жалпы магнит талаасы, магнит индукциясынын вектору $\bar{B}$ анын чыңалыш $\bar{H}$ векторунан кичине ($\bar{B}<\bar{H}$) болот. Ошондуктан, мындай диамагнеттик заттарды (мисалы, Висмут таякчасы) магнит талаасына жайлаштырсак, андан алар талаадан түртүлүп чыгарылат.

Диамагнеттик заттардын атомдорунда жуп сандагы электрондор болот. Атомдогу жанаша жайланышкан электрондор үчүн алардын орбиталдык $\vec{P_o}$ жана өзүмдүк $\vec{P_s}$ магниттик ийиндери карама каршы багытталгандай болуп кыймылдоо ыңгайлуу (II.I.4-чийме) (ар кандай система энергиясын минималдуу кылууга умтулат -эң кичине энергиялуу принциби). Ошондуктан, мындай атомдордун жалпы магнит ийини $P_a=0$ нөлгө барабар болгондуктан, диамагниттик заттын жалпы магнит ийини $\sum_{i=1}^{N}P_{ai}=0$ дагы нөлгө барабар болуп сырткы магнит талаасы болбогондо анын магниттелиш вектору $\mathcal{P}_m$ нөлгө барабар болот. Бирок, диамагниттик затты магнит талаасына киргизсек, анын атомдорун кескен магнит агыны кескин өзгөрөт (dH/dt) >0 Электромагниттик индукция законунун негизинде, мындай өзгөрмөлүү магнит агынынын айланасында индукциялык электр талаасы пайда болот (II.2.I-чийме)

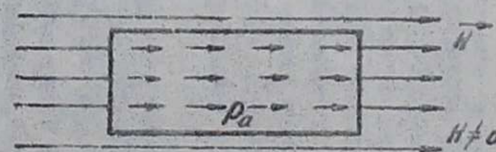
$$\oint_L E_e dl=-k'\frac{d\varphi}{dt}=-k'\frac{d}{dt}(HS) \qquad (II.2.I)$$

Атомдун орбитасындагы электрон үчүн

$$\oint_L E_e dl=E\,2\pi r\ ;\quad S=\pi r^2$$



11.2.1 - чизма



11.2.2 - чизма

экендигин эске алсак II.2.I-формуладан атомдогу индукциялык электр талаасы магнит талаасынын өзгөрушүнүн ылдамдыгына

$$\vec{E} = -\frac{r}{2}\frac{d\vec{H}}{dt} \qquad (II.2.2)$$

түз пропорциялаш жана анын багыты Ленцтин эрежеси боюнча аныкталат. Бул индукциялык электр талаасы, орбитадагы электронго кошумча $\vec{f} = e\vec{E} = m\vec{a}$ күч менен аракет жасап анын орбиталык ылдамдыгын өзгөртөт ($a = dv/dt$).Электронго индукциялык электр талаасын бойлогон айлана боюнча таасир эткен күчтүн ийини $M = eE\cdot r$ барабар.Бул күчтүн ийини, нерсенин айлана боюнча болгон кыймылынын динамикасынын негизги закону боюнча

$$M = eEr = \frac{dL_0}{dt} \qquad (II.2.3)$$

орбиталдык механикалык L_0 ийиндин өзгөрушүнө алып келет. Акыркы формулага II.2.2-туюнтманы коюп, орбиталдык механикалык ийиндин өзгөрушүн табабыз

$$dL_0 = -\frac{r^2}{2}e\,dH \qquad (II.2.4)$$

Мында магнит талаасынын өзгөрушү dH диамагнитте магнит талаасы бар ($H_2 = H$) жана жок кездеги ($H_1 = 0$) айырмасына барабар

$$d\vec{H} = \vec{H_2} - \vec{H_1} = \vec{H} \qquad (II.2.5)$$

Акыркы туюнтманы эске алсак,

$$d\vec{L_0} = -\frac{r^2 e}{2}\vec{H} \qquad (II.2.6)$$

болот.

Электрондун орбиталдык механикалык ийинге ээ болушу, анын орбиталдык магнит ийинине ээ кылгандыктан, II.I.7 жана II.2.6. формулалардан, пайда болгон кошумча орбиталык магнит ийининин туюнтмасын алабыз

$$d\vec{P_0} = -\frac{r^2 e^2}{4m}\vec{H} \qquad (II.2.7$$

жана бул кошумча магнит ийининин $d\vec{P_0}$ сырткы магнит талаасынын багытына карама каршы багытталганын көрөбүз.
Тышкы магнит талаасынын таасири астында пайда болгон атомдун магнит ийини

$$\vec{P_a} = \sum_{i=1}^{z} d\vec{P_{0i}}$$

ар бир электрон түзгөн кошумча ийиндердин $\vec{P_{ai}}$ вектордук суммасына барабар. Ал эми диамагниттеги пайда болгон магниттелиш вектору

$$\vec{\mathcal{P}} \sim \sum_{i=1}^{N} \vec{P_{ai}} \sim -\vec{H}$$

сырткы магнит талаасына карама-каршы багытталган болот. Бул эффект диамагниттик деп аталат.
Ошентип, диамагниттик эффект сырткы магнит талаанын атомдогу электрондорго тийгизген аракети менен байланыштуу жана бул эффект, магнит талаасына ар кандай заттарды киргизгенде пайда болот.

2. Парамагнитизм. Парамагниттик заттар үчүн магниттик шыктуулук ($\varkappa > 0$) оң мааниге ээ, б.а. магниттелиш векторунун сырткы магнит талаасы бирдей багытталышат. Ошондуктан, магнит индукциясы $\vec{B}$ чыңалыш векторунан чоң болуп, мындай заттар жалпы магнит талаасын күчөтөт экен.

Парамагниттик заттардын атомдорунда так сандагы электрондор болушат. Жанаша жайланышкан электрондордун орбиталдык $\vec{P_o}$ жана өзүмдүк $\vec{P_s}$ магнит ийиндери карама-каршы багытталып бирин-бири жоюшуп, жуп сандагы электрондордун жалпы магнит ийини нөлгө барабар болгондуктан, атомдун магнит ийини акыркы так электрондун орбиталдык $\vec{P_o}$ жана өзүмдүк $\vec{P_s}$ магнит ийиндеринин суммасына барабар болот (II.I.3-чийме)

$$\vec{P_a} = \vec{P_o} + \vec{P_s}$$

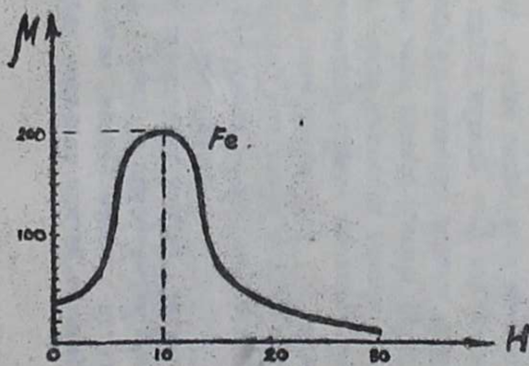
Сырткы магнит талаасы жок болгон кезде, парамагниттик заттын атомдорунун магнит ийиндери баш аламан жайланышкандыктан, (II.1.4-чийме) заттын толук магнит ийини нөлгө барабар болот магниттелбейт.
Мындай заттарды магнит талаасына киргизгенде атомдордун магнит ийиндери талаанын багыттарын бойлоп жайланышып, магниттелишет, (II.2.2-чийме).
Ошентип, парамагниттик заттын магниттелиш вектору $\vec{\mathcal{P}}$ сырткы H магнит талаасы менен бир багытта болуп, жалпы магнит талаасы $\vec{B}$ күчөйт ($\vec{B} > \vec{H}$).

II.3.Ферромагниттизм.

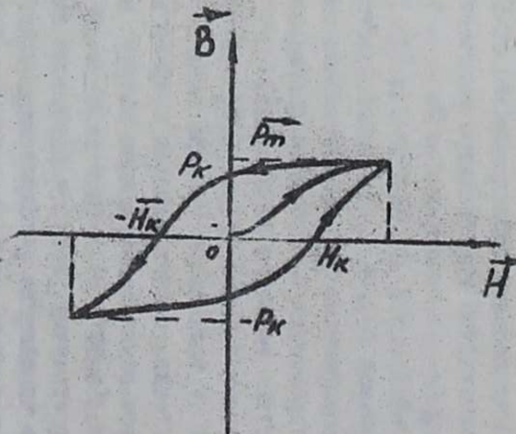
Магнит талаасын өтө сезгич заттар ферромагнетиктерди түзүшөт, химиялык тогуз Менделеевдин таблицасындагы 26-28 жана 64-69 катардагы элементтердин кристаллдары ферромагниттик касиетке ээ: темир ($_{26}Fe$), кобальт ($_{27}Co$), Никель ($_{28}Ni$), Гадолиний ($_{64}Gd$), Тербий ($_{65}Tb$), Диспорзий ($_{66}Dy$), Гольмий ($_{67}Ho$), Эрбий ($_{68}Er$) жана тулий ($_{69}Tm$).Ферромагниттин ферромагнит менен ошондой эле ферромагниттин ферромагнит эмес болгон заттардын кошулмалары да ферромагниттик касиетке ээ болушат.

Ферромагнетиктердин негизги касиеттери: I.Магнит өтүмдүүлүгү μ сырткы магнит H талаасынын таасири астында өзгөрөт (II.3.I- чийме).Адегенде, магнит талаасы азыраак кезде μ кескин өсүп, магнит талаасы өскөн сайын чоңоюп олтуруп максимумга жетет (темир үчүн $H \approx$ 3эрстед).Магнит талаасынын андан ары жогорулашы магнит өткөрүмдүүлүгүнүн азайышына алып келет. Магнит талаасы өтө чоңойгондо μ бирге жакындайт. Ошондуктан, ферромагнетиктерди өтө чоң магнит талааларында электромагниттин өзөгү катары пайдалануу пайдасыз экен.

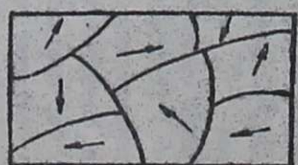
2.Ферромагниттик заттардын магниттелген абалы аларды магниттеечү талаа жок болсо да көпкө чейин сактап калат. Мунун натыйжасында магниттик гистерезис пайда болот (II.3.2-чийме). Ферромагниттерде магниттелиш вектору $\vec{P}_m$ өзгөрүшү магнит талаасынын $\vec{H}$ чыңалышынан арта калып калат. Адегенде ферромагнетик магниттелбеген абалда $\vec{P}_m=0$ болсун дейли.Аны магнит талаасына жайлаштырып, магнит талаасын көбөйтө баштасак, магниттелиш вектору OA сызыгы боюнча өсөт да A чекитинен баштап каныгат, б.а. магнит талаасын андан ары чоңойтсо $\vec{P}_m$ өзгөрбөйт.Магнит талаасын азайта баштасак, магниттелиш $\vec{P}_m$ вектору мурдакы AO жолу менен эмес башка $A\vec{P}_k$ сызыгы менен азаят. Сырткы магнит талаа жок болгондо ($H_o=0$) ферромагнетик магниттелген бойдон калат ($\vec{P}_m=\vec{P}_k$) Бул магниттелишти жок кылыш үчүн магнит талаасынын ($\vec{H}<0$) багытын өзгөртүп чоңойто баштасак, магнит талаасынын кандайдыр бир маанисинде ($H=H_k$) магниттелиш жоголот ($\vec{P}_m=0$) Магнит талаасын ошол эле багытта чоңойто берсек, магниттелиш $\vec{P}_m$ вектору дагы каныга баштайт.Магнит талаасын кайрадан



11.3.1 - чийме



11.3.2 - чийме



11.3.4 - чийме

11.3.5 - чийме

азайта баштап нөлгө жеткенде, ферромагнетик магниттелген абалда калат ($\bar{P}_m=-P_k$). Бул магниттелишти жок кылыш үчүн, магнит талаасынын багытын өзгөртүп ($H>0$) чоңойто баштасак, анын чоңдугу $H=H_k$ болгондо магниттелиш жоголот ($\bar{P}_m=0$).Магнит талаасын андан ары жогорулатуу кайрадан A чекитине алып келет. Бул фигураны магниттелиштин гистерезиси деп аташат.

3.Ферромагниттик касиет кандайдыр бир температурага чейин гана сакталат. Мындай температураны Юринин температурасы деп аташат (T_k) Ферромагнитти температурасы T_k ашканда ал өзүнүн ферромагниттик касиетин кескин өзгөртүп, парамагнитке айланат. Кээ бир заттар үчүн бул температуралар төмөнкүдөй:темир үчүн $T_k=770°C$ Кобольт үчүн $T_k=1127°C$ эрбий үчүн $T_k=-253°C$

Ферромагниттердин ушундай өзгөчө касиети эмне менен түшүндүрүлөт?

Көптөгөн тажрыйбалардын (Эйнштейндин, Де Гаазанын, Иоффенин,Капицанын) негизинде, ферромагниттик касиет атомдордогу орбиталдык ийин менен эмес, электрондордун өзүмдүк магнит $\bar{P}_s$ ийини менен байланыштуу деген жыйынтыкка келишкен.

Ферромагниттик заттардын атомдорунун магнит ийиндерин өлчөп көргөндө, анын чоңдуктары парамагниттик заттардыкындай эле болуп чыкты. Бирок, анчалык чоң эмес магнит талаасында ферромагниттин магниттелишине парамагниттерде өтө чоң магнит талааларында да жетүү мүмкүн эмес. Мунун себеби эмнеде? Ферромагниттик касиет, анын атомдорунда бир нече электрондорун өзүмдүк магнит ийиндери бир багыттуу болуп бири бирин жойбостон, кошулуш шарты менен байланышкан. Мындай электрондор темирдин атомунда төртөө (II.I.I-чийме),кобольтто экөө, никелде экөө ж.б. Ошентип, ферромагниттин атомдору магнит ийинине ээ экен.

Бирок, ферромагниттеги жогорку магниттелишти, анын атомдорунун сырткы магнит талаасынын таасири астында багытталышы камсыз кыла албайбайт.Ошондуктан, ферромагниттик заттардын бөлүкчөлөрү сырткы магнит талаасыз эле жогорку магниттелишке ээ деген гипотезаны киргизишкен.Мындай магниттелген заттын бөлүкчөлөрүн домендер деп аташкан. Белгилүү бир

шартта ар бир доменде атомдордун магнит ийиндери өздөрү эле бирдей багыталышып, каныга магниттелгендиктен домендин магнит ийини өтө чоң мааниге жетет. Сырткы магнит талаасы жок кезде, домендердин магнит ийиндери баш аламан багытталып, ферромагнитин жалпы магниттелиши нөлгө барабар болот ($\mathcal{P}_m = 0$) (II.3.4-чийме).
Ал эми сырткы магнит талаасынын таасири менен домендердин магнит ийиндери бир багытта болушуп, ферромагниттин чоң магниттелишине алып келет (II.3.5-чийме).

Домендердин пайда болуу себептери, атомдордогу электрондордун өзүмдүк магнит ийиндеринин бир багытталышы кванттык теориянын негизинде гана түшүндүрүлөт (физиканын үчүнчү бөлүгүндө окулат).

Электромагниттик кубулушка байланыштуу
кыргыз тилиндеги жаңы сөздөрдүн

КЫРГЫЗЧА- ОРУСЧА СӨЗДҮГҮ

А

абал- положение
агым -поток
адепки-первоначальный
алакошкуч-переключатель
аласалуу-переворачивание вверх дном
алазаряддоо -перезарядка
алкак-рама, рамка, контур.
-токтуу алкак -рамка, с током
арым-шаг, диапозон
аргасыздан -вынужденный

Б

болжолдоо-условность; приближеное
бөтөн-сторонний
-бөтөн күч-сторонняя сила
бөлүктөр -деления
-шкаланын бөлүктөрү -деления шкалы

В

вектор -вектор
вектордук кошуу-векторное сложение
вектор чоңдугу -векторная величина
вольт-вольт (чыңалуунун бирдиги)
вольтметр -вольтметр
ватт -ватт (кубаттуулуктун бирдиги)

Г

Гармоника-гармоника
Гармоникалык термелүү -гармоническое колебан
Гелиотехника -гелиотехника (күндүн нурун пайдалануу техни
Генератор- генератор
-электр тогунун генератору-генератор электрического тока
Гидротехника-гидротехнике (суу техникасы)
Гидротурбина -гидротурбина (суу трубинасы)

Гидроэлектростанция -гидроэлектростанция

Д

диэлектрик-диэлектрик
-диэлектриктик шыктуулук-диэлектрическая восприимчивость
-диэлектриктик өтүмдүүлүк -диэлектрическая проницаемость
дирилдөө -вибрация

Ж

жаңылыштык-погрешность
жарыш-параллель
жебе -стрела
-магнит жебечеси -магнитная стрелка
жылыш вектору -вектор смещение
жылыш модулу -модуль сдвига
жылышуу тогу - ток смещения
жип -нить (зым)
темир жиби -железная нить
жалпы-суммарное, результирующее
-жалпы электр талаасы -результирующее электрическое поле
жакындоо -приближение
-удаалаш жакындоо -последовательное приближение

З

закон-закон
заряд-заряд
-электр заряды-электрический заряд
- эркин заряд -свободный заряд
туташкан заряд -связанный заряд
-поляризацияланган заряд -поляризационный заряд
зым -проволока
-белгилүү заряд -пробный заряд

И

индукция -индукция
-индукция заряды-индукционный заряд
-магниттик индукция -магнитная индукция
-электрдик индукция -электрическая индукция
илмек -петля
индекс -индекс
инерция -инерция

инерттуулук-инертность
интеграл-интеграл
интенсивдуу-интенсивный

К

Калып-форма
касиет -хорошее качество
катар-ряд, порядок
кадыресе -обыкновенный
каталык -погрешность, ошибочность
канат -крыло, полотнище
-конденсатордун канаттары -обкладки конденсатора
кескин -критический
-кескин температура -критическая температура
кызыктуу -накаливание
-кадимки кызыктуу-нормальное накаливание
күлөө-настройка
-комузду күүлөө-настройка комуза
-контурду күүлө -настройка контура

Л

лампа -лампа
-сымап лампасы -ртутная лампа,
-электр лампасы-электрическая лампа

М

Магнит -магнит
-магнит өтүмдүүлүгү-магнитная проницаемость
-магнит шыктуулугу -магнитная восприимчивость
-магнит ийини -магнитный момент
-орбиталык магнит ийини -орбитальный магнитный момент
-өзүмдүк (спиндик) магнит ийини-спиновый магнитный момент
магниттелиш -намагничение
материал-материал
модуляция -модуляция (бир толкундун башка толкундун таасири астында өзгөрүшү)
-амплитудалык модуляция -амплитудная модуляция
-жыштык модуляциясы-частотная модуляция

Н

номер-номер

нормалдуу-нормальный
норма-норма
нормалаштырылган -нормализован

О

ойдуң -впадина
об"ект-об"ект

Ө

өлчөө-измерение
өлчөө чеги -предель измерения
өтүмдүүлүк -проницаемость
-диэлектрик өтүмдүүлүк -диэлектрическая проницаемость
-магниттик өтүмдүүлүк -магнитная проницаемость
өткөргүч -проводник
өткөрүмдүүлүк-проводимость
өткөргүчтүү электрондор -электроны проводимость
өзүмдүк индукция -самоиндукция
өз ара индукция -взаимная индукция

П

потенциал- потенциаль
потенциалдардын айырмасы -разность потенциалов
-туурасынан потенциалдардын айырмасы-поперечная разность потенциалов

Р

радиан -радиан
радио-радио
разряд-разряд
электр разряды -электрический разряд

С

сактагыч-предохранитель
-коргошун сактагыч -свинцовой предохранитель
система -система
-саноо системасы -система отсчета
сергектик (чыйрактык) -подвижность
-электрондун сергектиги -подвижность электрона

Т

талаа-поле
 -магнит талаасы- магнитное поле
 -электр талаасы -электрическое поле
тилке -клочок, полоса, пластинна
ток-ток
-электр тогу -электрический ток
 -жылышуу тогу-ток смещения
тузак-петли
-гистерезис-тузагы -петля гистерезиса
тушалган заряд-связанный заряд
тыгыздык-плотность
-беттик тыгыздык -поверхностная плотность
-сызыктуу тыгыздык-линейная плотность
тутка-зажим
-элементтин туткасы -зажимы элемента
-шамдын туткасы -зажимы лампочки

У

ургаалдуу -интенсивный
удаалаш -последовательный

Ц

циркуляция -циркуляция (айлануу)
цикл-цикл

Ч

чагылган - молния
ченелүү -пробный, измеренный
-ченелүү алкак-пробная рамка
ченемдүү-соразмерный с чем либо
ченөө-измерение
чыңалуу-напряжение
чыңалыш-напряженность
чыйрактык-подвижность
 -электрондун чыйрактыгы-подвижность электрона

Ш

шыктуулук -воспримчивость
 -магнит шыктуулугу -магнитная

10c

ОШ ЖОГОРКУ ТЕХНОЛОГИЯЛЫК КОЛЛЕДЖИ

ФИЗИКА ЖАНА ХИМИЯ КАФЕДРАСЫ

А. МАРИПОВ

ЭЛЕКТР ЖАНА МАГНИТ КУБУЛУШТАРЫ

(ЛЕКЦИЯЛАРДЫН ЖЫЙНАГЫ)

ОШ — 1993

Жогорку инженер-техникалык адистерди даярдоо үчүн 1991 жылы басылып чыккан жогорку окуу жайлары үчүн физиканын программасына ылайыкталган

Физика жана химия кафедрасынын жана Ош жогорку технологиялык колледжинин усулдук комиссиялары тарабынан каралып жактырылган жана басууга сунуш кылынган.

Бул китеп жөнүндө өзүңүздөрдүн ой пикириңиздерди бизге жазып жиберсеңиздер, автор өзүнүн чоң ыраазычылыгын билдирер эле.

Биздин дарегибиз: 714018, Ош шаары Исанов көчөсү 81
Ош жогорку технологиялык колледжи,
физика жана химия кафедрасы.

МАЗМУНУ

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

I-Глава. Электр талаасы жана аны мүнөздөчү чоңдуктар.

1.1. Электр заряддары жана алардын жаратылышы. Заряддардын сакталуу закону

Физиканын механика бөлүмүнүн негизги закондору болуп Ньютондун закондору экендигин жана алардын эң негизгиси экинчи закон

$$m\vec{a} = F$$

болорун, биринчи жана үчүнчү закондор экинчи законду толуктай жана айкындай тургандыгын көрсөткөнбүз. Экинчи закондун негизинде, ар кандай кыймыл, нерсеге таасир этүүчү күч $\vec{F}$ чоңдугу жана багыты белгилүү болсо гана аныктала алат экен. Механикада, гравитациялык күчтүн таасири астындагы (оордук күчү) кыймылдар кеңири токтологонбуз. Нерселер гравитациялык күчтүн таасиринен башка электромагниттик ж.б. күчтөр аркылуу да аракеттенишерине мындан ары токтолобуз.

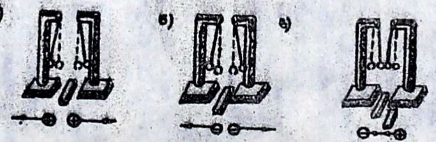
Электромагниттик күч электр заряддарынын ортосунда пайда болот. Электр заряддары жөнүндөгү мектептен белгилүү маалыматтарга дагы кенүү буралы. Эгерде айнек таякчасын жибек кездемесине же эбонит таякчасын теринин жүнүнө сүрткөндө, аларда заттардын жеңил бөлүкчөлөрүн тартып алуу жөндөмдүүлүгү пайда болору белгилүү. Заттардын мындай касиеттерин аларда заряддардын пайда болушу менен түшүндүрүлөт. Демек бир нерсени экинчи нерсеге сүрткөндө алар электрленишет б.а. аларда заряддар пайда болот. Заряддалган нерселер бири-бирине тартылышары же түртүлүшөрү тажрыйбалардан белгилүү. Жибек жиптерине илинип жанаша жайланышкан эки жеңил шарчаларга жибекке сүрүлгөн айнек таякчасын тийгизсек, шарчалар бири-бирин түртүшөт (I.I.I[а]-чийме). Эгерде бул шарчаларды теринин жүнүнө сүрүлгөн эбонит менен заряддасак, алардын мурдагыдай эле бири-бирин түртүшөрүн байкайбыз (I.I.I[б]-чийме). Эми бул шарчанын биреөн айнек таякчасы менен экинчисин эбонит таякчасы менен заряддасак, шарчалардын бири -бирине тартылышын көрөбүз (I.I.I[в]-чийме). Бул тажрыйбалардан эбониттеги жана айнектеги пайда болгон заряддардын касиеттери башка экендиги келип чыгат. Эгерде башка ар түрдүү кептеген заттарда пайда болгон заряддарга көңүл бөлүп, эки түрдүү эбонитте жана айнек таякчаларында пайда болгон заряддарга окшош гана "эбонит электрлиги" жана "айнек электрлиги") заряддар пайда болору аныкталган. Кийинчерээк "айнек электрлигин" оң заряд, ал эми "эбонит электрлиги" -терс заряд деп атап коюшкан. Ошентип, оң заряддар бири-бирин түртүшөт. Ушундай эле касиетке терс заряддар да ээ (I.I.4-чийме). Оң жана терс заряддар бири-бирин тартышат. Кыскасы бир тектүү заряддар түртүлүшөт, ар түрдүү тектеги заряддар бири-бирин тартышат. Эки нерсени бири-бирине сүргөндө, биреөндө белгилүү чоңдукта оң заряд пайда болсо, экинчисинде ошондой эле чоңдуктагы терс заряд пайда болору тажрыйбалардан белгилүү. Мунун себеби эмнеде деген суроо туулат. Ар кандай заттар атомдордон түзүлөрүн билебиз. Атом, оң заряддалган ядродон жана анын айланасында айланып жүргөн терс зарядуу электрондордон пайда болорун аныкталган (I.I.2-чийме). Кадимки абалында атомдогу оң заряддардын (протондордун) саны андагы терс электрондордун санына барабар болуп, электронейтралдуу болот. Атомдордун эң сырткы катмарындагы жайланышкан (валенттүү) электрондор атомдун ядросу менен начар байланышкандыктан, бир затты экинчи затка сүрткөндө ал электрондор бир заттын атомунан экинчи заттын атомуна өтүшөт. Электрондорду кеткен заттын атомдору оң заряддалган иондорго айланып, затты оң зарядка ээ кылат. Ал эми электронду кабыл алган заттын атомдору терс заряддалган ионго айланышып, заттагы терс заряддардын пайда болушуна алып келет.

Заряддын терең касиеттеринин бири болуп, анын, сакталышы эсептелет, б.а. туюк системадагы заряддардын саны сакталат жана алар системанын бир бөлүгүнөн экинчи бөлүгүнө гана өтүшү мүмкүн. Заряддардын жалпы саны оң жана терс заряддарын санына барабар. Туюк электронейтралдуу системада оң заряддардын саны терс заряддынына барабар,

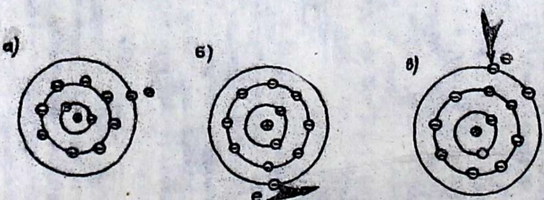
$$\sum_{i=1}^{n} q_i^+ = \sum_{i=1}^{n} q_i^- \quad же \quad \sum_{i=1}^{n} q_i^+ + \sum_{i=1}^{n} q_i^- = 0$$

Мында q_i^+ жана q_i^- оң жана терс элементардык заряддар. Заряддын эң кичинекей бөлүкчөсүн элементардык заряд деп атайбыз. Мындай заряды алып жүрүүчү бөлүкчө болуп электрон ж.б. элементардык бөлүкчөлөр эсептелишет.

Анын заряды $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ *Кл*



1.1.1-чизма



1.1.2-чизма

9711(1)

Ар кандай башка чоңураак бөлүкчөлөрдүн (атом, молекула) жана заттардын заряддары элементардык зарядка эселенип чыгат. Ошондуктан, электрондун зарядын заряддардын кванты деп аташат.

I.2.ЗАРЯДДАРДЫН ӨЗ АРА АРАКЕТТЕНҮҮ ЗАКОНУ (КУЛОНДУН ЗАКОНУ)

Заряддалган нерселер, же алардын бөлүкчөлөрү өз ара аракеттенишерине жогоруда ишендик. Мындай аракеттенүүлөрдүн закон ченемдүүлүгүн мындан эки кылым илгери (1785ж) окумуштуу Кулон ачкандыгы физиканын мектептеги курсунан белгилүү. Кулон, эки чекиттүү заряддар бири бирине, ал заряддардын (q_1 q_2) чоңдуктарынын көбөйтүндүсүнө түз пропорциялаш, ал эми аралыгынын (r) квадратына тескери пропорциялаш болгон күч менен аракеттенишерин көрсөткөн (I.2.I-чийме)

$$F = k\frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \qquad (I.2.I)$$

Мында k -пропорция коэффициенти, ченөө системасына жараша аныкталат. Заряддардын чекиттүүлүгү механикадагы материалдык чекиттердин шарты сыяктуу аныкталат б.а. $d \ll r$, d - заряддалган нерселердин өлчөмү, r -алардын ортосундагы аралык).

Ар кандай заряддалган чоң өлчөмдөгү нерселер үчүн мындай законду алуу кыйын, анткени мындай нерселердин ортосундагы өз ара аракет эткен күч, бирдей шартта алардын калыбына да жараша болот. Кулондун законун бүткүл дүйнөлүк тартылуу законуна салыштырсак, алардын окшош экендигин байкайбыз,

$$F_k \sim \frac{q_1 q_2}{r^2}, \qquad F_\gamma \sim \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

бирок масса (m_1, m_2) терс болбогондуктан ($E_\gamma > 0$), ал эми заряддар q_1 q_2 оң жана терс болгондуктан алардын ортосундагы аракет этүүчү күчтөр оң жана терс мааниге ээ болушат. Белгилүү заряддагы элементардык бөлүкчөлөр үчүн (мисалы электрон) бул эки күчтү салыштырсак, электр күчү F_k гравитациялык күчкө F_γ салыштырганда 10^{37} эсе күчтүү экендигин көрөбүз ($F_k = 10^{37} \cdot F_\gamma$)

Күч вектордук чоңдук болгондуктан, заряддардын ортосундагы өз ара аракеттердин багытын аныкташ үчүн, Кулондун законун вектор түрүнде жазабыз

$$\vec{F} = k\frac{q_1 q_2}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r} = k\frac{q_1 q_2 \vec{r}}{r^3} \qquad (I.2.2.)$$

Ушул формуланы пайдаланып, бир тектүү жана ар түрдүү белгидеги заряддардын ортосундагы аракет кылган күчтөрдүн багытын аныктайлы:

I. $q_1 > 0$, $q_2 > 0$; биринчи заряддын экинчи зарядка аракет жасаган күчтүн багытын табыш үчүн, биринчи заряддан экинчи зарядка ~~радиус-вектор~~($\vec{r}_{12}$)жүргүзөбүз. Эки заряддын көбөйтүндүсү $q_1 q_2 > 0$ оң болгондуктан аракет эткен $\vec{F}_{12}$ күчтүн багыты, $\vec{r}_{12}$ радиус-вектор багыты менен дал келет (I.2 I а-чийме) $F \uparrow\uparrow r$

б)Ал эми ушул эле шартта экинчи q_2 заряддан биринчи q_1 зарядка радиус-вектор($\vec{r}_{21}$)жүргүзүп, экинчи заряддын биринчи зарядка аракет эткен күчтүн багытын аныктайбыз жана ал $\vec{F}_{21}$ күчтүн багыты $\vec{r}_{21}$ радиус вектордун багыты менен дал келерин көрөбүз, $\vec{F}_{21}\uparrow\uparrow r_{21}$ (I.2,I а- чийме).

2.Эгерде ($q_1<0, q_2<0$) эки заряд тең терс болсо, жогоруда караган (I-пункт) жыйынтыкты алабыз (I.2.I[а]-чийме) Демек, бир тектүү заряддар түртүшүшөт экен.

3.Эгерде аракеттенишүүчү заряддардын белгиси ар түрдүү болсо ($q_1>0, q_2<0$), анда жогоруда көрсөтүлгөндөй тиешелүү $\vec{r}_{12}$, $\vec{r}_{21}$ радиус-векторлорду жүргүзүп, бир тектүү эмес заряддар өз ара тартыша тургандыгын көрөбүз $\vec{F}_{21}\uparrow\downarrow\vec{r}_{21}$, $\vec{F}_{12}\uparrow\downarrow\vec{r}_{12}$ (I.2.I[б]-чийме).

I.3.ӨТКӨРГҮЧТӨР ЖАНА ИЗОЛЯТОРЛОР

Ар кандай заттар, өзүнөн электр заряддарды өткөрүүчү жана өткөрбөөчү болуп, эки чоң класска бөлүнүшөт.Өткөргүчтөр аркылуу заряддар эркин жыла алышат. Мындай өткөргүчтөргө металлдар кирет. Өткөрбөгүчтөр (изоляторлор) аркылуу заряддар эркин жыла алышбайт. Мындай заттардын мисалы катары айнек, эбонит, кургак аба ж.б. ларды кароого болот. Заттардын мындай электрдик касиеттерин текшерүү үчүн,эки, заряддалган жана заряддалбаган, электроскопторду алып, аларды өткөргүч

1.2.1- чизма

1.3.1- чизма

1.5.1 - чизма

менен туташтырсак, заряддардын бир электроскоптон экинчиге өткөнүн көрөбүз (I.3.Iа-чийме). Ал эми заряддалган, электроскопту заряддалбаганы менен изолятор аркылуу туташтырсак, электроскоптордун абалдарынын өзгөрбөгөнүн көрөбүз (I.3.Iб-чийме) б.а. изолятор аркылуу заряддар өтпөйт экен.

I.4. ЭЛЕКТР ЧОҢДУКТАРЫН ЧЕНӨӨ БИРДИКТЕРИ

I.4.I. Абсолюттук электростатикалык ченөө бирдиктеринин системасы (катары) -СГСЭ.

Бул системада заряддын ченөө бирдиги абсолюттук электростатикалык заряддын бирдиги (СГС) деп аталат жана туунду бирдиктерге кошулат. Бул бирдикти аныктоо үчүн Кулондун законун (I.2.I) колдонобуз. Бул системада пропорция коэффициенти k =I деп алынгандыктан, Кулондун закону

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \qquad (I.4.I)$$

түрүнде жазылат. Эгерде бири биринен r =I см аралыкта жайланышкан бирдей эки чекиттүү $q_1 = q_2 = q$ заряддар $F = 1$ дина күч менен аракеттенишсе, алардын ар биринин чоңдугу $q = 1$ $СГС_q$ барабар болот (I.2.I-чийме).

Мындан ары, негизги бирдиктер катары $l = 1$ см, $m = 1$ г, $t = 1$ с тандап, жана абсолюттук электростатикалык заряддын бирдигин ($СГС_q$) колдонуп, ар кандай электрдик жана магниттик чоңдуктардын ченөө бирдиктерин аныктай алабыз. Бул система абсолюттук электростатикалык бирдиктердин системасы (СГСЭ) деп аталат.
Бул системада электрондун заряды $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ $СГС_q$ барабар.
2. СИ системасы. Бул системада электрдик жана магниттик чоңдуктардын бирдиктерин аныктоо үчүн механикадагы негизги бирдиктерге (метр, кг, сек.) ток күчүнүн бирдиги Ампер (А) кошулат.

СИ системасында электр заряддын ченөө бирдиги катары Кулон (Кл) алынат. Бул туунду бирдик болот жана өткөргүчтүн берилген кесилиш аянты аркылуу бир секундада бир ампер турактуу токту пайда кылган зарядка барабар болот, б.а. IКл = 1 А·с.

Тажрыйба жолу менен I Кл заряд $3 \cdot 10^9$ $СГС_q$ заряддын бирдигине барабар экендиги аныкталган.

СИ системасында пропорция коэффициенти $k = 1/4\pi\varepsilon_0$ деп алынат. Кулондун законун пайдаланып, электростатикалык турактуу санынын сан маанисин аныктайбыз.

$$F = k\frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{q_1 q_2}{r^2} \qquad (I.4.2)$$

$$q_1 = q_2 = q = 1\,Кл = 3\cdot10^9\,СГС_q$$ деп алайлы

Анда заряддардын бул маанилерин (I 4.I) жана (I 4.2) формулаларга коюп, аларды теңдеп

$$F = \frac{(3\cdot10^9)^2}{(10^2)^2} = 9\cdot10^{14}\,дин = 9\cdot10^9$$ Ньютон (Н)

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{1\cdot1}{1^2} = 9\cdot10^9\,H$$ экендигин алабыз.

Бул формуладан

$$\varepsilon = \frac{1}{4\pi\, 9\cdot10^9} = 8{,}85\cdot10^{-12}$$ СИ бирдигине

барабар экендиги келип чыгат.

СИ системасында электрондун зарядынын чоңдугу $e = 1{,}602\cdot10^{-19}\,Кл$

I.5.ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ.ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШЫ

Жогоруда биз караган заряддардын өз ара аракеттенүүлөрү электр талаасы аркылуу берилет.Ар кандай заряд өзүн курчаган мейкиндиктин касиетин өзгөртөт -электр талаасын түзөт. Мындай талаага электр зарядын жайгаштырсак, зарядка күч таасир этет.Демек, мейкиндикте талаа бар же жок экендигин билиш үчүн ага өлчөгүч зарядды (чоңдугу жана белгиси белгилүү), жайгаштырып, ага таасир эткен күчтүн чоңдугуна жараша талаанын ургаалдуулугун (интенсивдүүлүгүн) билебиз. Электр талаасын мүнөздөөчү чоңдук катары электр талаасынын чыңалышы $\vec{E}$ киргизилет.

Алгенде чекиттүү заряддын электр талаасына өлчөгүч зарядды жайгаштырып, талаанын чыңалышын аныктайлы.

Ал үчүн $q_1 = q$ деп, белгилүү заряд катары $q_2 = q_0$ алып, Кулондун законун пайдаланып көрөлү

$$F = k\frac{q q_0}{r^2}$$

Мында таасир эткен F күчү биз изилдеген заряд q га гана көз каранды болбостон, өлчөгүч q_0 зарядынын чоңдугуна да жараша болот.Демек, F күчү q зарядды түзгөн электр талаасын мүнөздөөчү чоңдук боло албайт. Эгерде биз F/q_0 катышын алсак, анда $\frac{F}{q_0} = k\frac{q}{r^2}$

бул катыш өлчөгүч зарядка көз каранды эмес, ошондуктан ал q зарядды түзгөн талааны мүнөздөөчү чоңдук боло алат жана электр талаасынын чыңалышы деп аталат

$$E = \frac{F}{q_0} = k\frac{q}{r^2} \qquad (I.5.I)$$

Электр талаасынын чыңалышы бирдик өлчөгүч зарядка таасир эткен күчкө барабар экен. Бул (I.5.I) туюнтма чекиттүү q заряды r аралыгында түзгөн талаанын чыңалышын мүнөздөйт жана ал оного заряддын чоңдугуна түз, аралыктын квадратына тескери пропорциялаш экен.
Электр талаасынын чыңалышы күч аркылуу аныкталгандыктан, (I.5.I) вектордук чоңдук болуп эсептелет жана вектордук түрдө төмөндөгүдөй жазылат

$$\vec{E} = k\frac{q}{r^3}\vec{r} \qquad (I.5.2)$$

Бул формуланын негизинде $\vec{E}$ нин чоңдугун гана эмес, багытын да аныктоого болот (I.5.I-чийме). Оң заряддын талаасы радиус-вектордун багыты менен дал келип ($\vec{E} \parallel \vec{r}$), ал заряддан сыртты көздөй багытталса (I.5.I^а-чийме), терс заряддын талаасы аным өзүн көздөй багытталат экен (I.5.I^б-чийме).

Эгерде мейкиндиктин кандайдыр бир чекитинде талаанын чыңалышы $\vec{E}$ аныкталса, ал чекитке киргизилген q зарядка аракет кылган $\vec{F}$ күчү аныкталган болот,

$$\vec{F} = q\vec{E} \qquad (I.5.3)$$

Электр талаасынын чыңалышынын өлчөө бирдиктери:
СИ системасында $[E]$ = Вольт метр ($В/м$), ал эми СГСЭ системасында $[E]$ =IСГС$_E$ бирдиктери менен өлчөнөт.
q =IКл заряд r=I м аралыкта СИ системасында

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2} = \frac{4\pi}{4\pi}\cdot 9\cdot 10^9\frac{1}{1^2} = 9\cdot 10^9\ В/м \qquad (I.5.4)$$

же СГСЭ системасында

$$k=1 \quad E = \frac{q}{r^2} = \frac{3\cdot 10^9}{(10^2)^2} = 3\cdot 10^5\ СГС_E \qquad (I.5.5)$$

Электр талаасын пайда кылат экен.
Бул эки чоңдуктар бир эле заряддын ($1\ Кл = 3\cdot 10^9\ СГС_q$) бирдей аралыкта ($r = 1\ м = 100\ см$) түзгөн талаасы болгондуктан, бири бирине барабар болушат. Ошондуктан буларды теңдеп

$$1\ СГС_E = 3\cdot 10^4\ В/м$$

, барабар экендигин алабыз

I.6. ЭЛЕКТР ТАЛААЛАРЫНЫН КОШУЛУШУ (СУПЕРПОЗИЦИЯСЫ)

Чекиттүү бир заряддын электр талаасын аныктоону үйрөнгенден кийин, чекитүү заряддардын тобунун түзгөн электр талаасын кантип табууга боло тургандыгына көңүл буралы. Электр талаасынын чыңалышы вектордук чоңдук ($\vec{E}$) болгондуктан, заряддардын белгилүү бир чекиттеги түзгөн электр талаалары вектордун закону боюнча кошулушат. Мисал катары оң q_1 жана терс q_2 заряддарынын А чекитинде түзгөн жалпы электр талаасын ($\vec{E}$) аныктайтыз (I.6.I-чийме). Адегенде q_1 заряды түзгөн $\vec{E_1}$ векторун, андан кийин q_2 заряды түзгөн $\vec{E_2}$ векторун тургузабыз. Бул векторлордун жалпы түзүүчүсү алар түзгөн параллелограмдын диогналы $\vec{E}$ болуп эсептелет,

$$\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} \qquad (I.6.I)$$

Бул вектордун сан мааниси (модулу)

$$|\vec{E}| = E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\alpha} \qquad (I.6.2)$$

формуладан аныкталат. Демек, жалпы талаанын чыңалышын (E) аныкташ үчүн ар бир заряд түзгөн талаалардын сан маанисилерин ($\vec{E_1}, \vec{E_2}$) гана аныктабастан, ал векторлордун ортосундагы бурчту (α) да эсептөө керек экен.

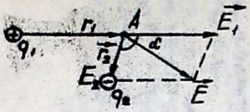
Чекитүү заряддардын тобунун ($q_1, q_2, q_3 \dots q_n$) мейкиндиктин кандайдыр бир чекитиндеги түзгөн жалпы талаасын аныктоо үчүн векторлордун кошулуу эрежесин колдонобуз

$$\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} + \dots + \vec{E_n} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E_i} \qquad (I.6.3)$$

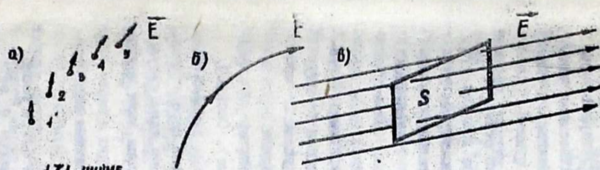
Заряддардын тобунун түзгөн талааларын векторлордун кошулуу закону менен аныктоо суперпозиция эрежеси деп аталат.

I.7. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШЫНЫН КҮЧ СЫЗЫКТАРЫ ЖАНА АГЫМЫ

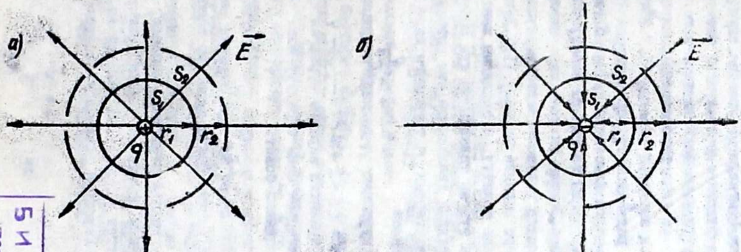
Электр талаасын, аналитикалык формуланын (I.5.2) жардамы менен, мейкиндиктин ар бир чекиттери үчүн эсептеп тургузулган чыңалыш векторлору аркылуу көргөзүүгө болот (I.7.I[а]-чийме). Мындай татаал сүрөттөлүштү жөнөкөй күч сызыктардын жардамы менен график түрүндө көрсөтүү ыңгайлуу. Электр талаасынын чыңалыш векторлорунун күч сызыктары, алардын ар бир чекитине жүргүзүлгөн жаныма сызыктар, ошол чекиттердеги электр талаасынын чыңалыш векторлорунун багыттары менен келгендей кылып сызылат (I.7.I[б]-чийме). Талаанын чыңалышынын чоңдугу күч сызыктардын тыгыздыгы аркылуу көрсөтүлөт. Берилген заряддан



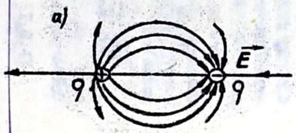
1.6.1-чизма



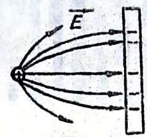
1.7.1-чизма



1.7.2-чизма



1.7.3-чизма



1.7.4-чизма

белгилүү аралыкта, күч сызыктарга тик (E) жайланышкан S тегиздиктин бирдик аянтын тешип өткөн сызыктардын саны (n), ошол аянтка туура келүүчү электр талаасынын чыңалышына (E), барабар же түз пропорциялаш болгондой кылып жүргүзүшөт, б.а.

$$n = \frac{N}{S} \approx E$$

Мында S-тегиздиктин аянты, N-тегиздикти кесип өткөн күч сызыктардын жалпы саны, n -бирдик аянтка туура келүүчү күч сызыктардын саны (тыгыздыгы).Ошентип, күч сызыктардын жардамы менен көрсөтүлгөн сүрөттөлүштөн электр талаасынын чыңалышынын чоңдугун жана багытын аныктоого болот экен.Мисал катары чекиттүү оң жана терс заряддардын электр талаасынын күч сызыктары оң заряддан тараган (I.7.2^{а}-чийме) жана терс зарядка кирген радиалдык түз сызыктардын (I.7.2^{б}-чийме) тобун түзүшөт.Заряддан алыстаган сайын S тегиздиги аркылуу өткөн, күч сызыктардын тыгыздыгы азаят, б.а. талаанын чоңдугу да кичирейет.Эгерде оң жана терс заряддардын системасынын түзгөн электр талаасын карасак, күч сызыктар оң заряддан башталып терс зарядка киришет (I.7.3-чийме). Ошондой, эле I.7.4-чиймеде чекиттүү оң заряддын жана терс заряддалган жалпак нерсенин түзгөн талаасынын күч сызыктары көрсөтүлгөн.

Чекиттик заряддын талаасынын күч сызыктарына дагы көңүл бурады. Күч сызыктардын n тыгыздыгы шарт боюнча анын чоңдугунуна пропорциялаш

$$n \approx E \approx k\frac{q}{r^2}$$

ал эми зарядды курчаган тегиздиги аркылуу өткөн сызыктардын саны

$$N = ES = E\,4\pi r^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}q$$

б.а. ар кандай аралыкта зарядды курчаган туюк бетти тешип өткөн күч сызыктардын саны туруктуу жана берилген q зарядына түз пропорциялаш болот.

Ошентип, электр талаасынын күч сызыктары оң заряддан башталып чексизге кетет же терс зарядка келип бүтөт, б.а. электр талаасынын булагы болуп заряддар эсептелет (I.7.2-чийме).

Заряддалган татаал калыптагы нерселер үчүн электр талаасынын чыңалышын эсептөө көп кыйынчылыктарга алып келет жана анын сүрөттөп көрсөтүү да жөнөкөй иш эмес. Бул учурда Остроградский- Гаусстун теоремасын колдонуу зарыл.

I.8. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ИНДУКЦИЯ ВЕКТОРУ. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУССТУН ТЕОРЕМАСЫ

Бул теореманы колдонуш үчүн жаңы түшүнүктөрдү киргизүү зарыл: I.Электр талаасынын индукция же электрдик жылышуу $\overline{D}$ вектору вакуум үчүн $\overline{D}=\varepsilon_0\overline{E}$ (I.8.I) ал эми чекиттүү заряд үчүн $D=\varepsilon_0 E=\frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2}$ (I.8.2.) жана бул $\overline{D}$ векторунун багыты вакуумда $\overline{E}$ векторунуку менен дал келет. График түрүндө сүреттөш үчүн электрдик жылыш күч сызыктары колдонулат. Бул күч сызыктардын багыты электр талаасынын чыңалыш $\overline{E}$ векторунун багыты менен дал келет жана тыгыздыгы индукция векторуна пропорциялаш болот.

2.Электр индукция векторунун агымы N.

Жалпак S тегиздигин алып, бир бетине n нормалын (чоңдугу бирге болгон перпендикуляр) тургузалы. Бул нормал менен бир тектүү талаанын күч сызыктары α бурчу түзүшсүн. Бетти тешип өткөн күч сызыктардын жалпы саны (I.8.I-чийме)

$$N=D\cdot S\cos\alpha=D_nS \quad (I.8.3)$$

Электр индукция векторунун агымы деп аталат $D_n=D\cos\alpha$-индукция векторунун нормалга болгон проекциясы.

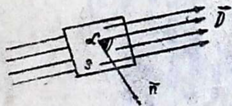
Күч сызыктардын тыгыздыгы (N/S) индукция векторуна барабар экен, б.а. бирдик бет аркылуу өткөн күч сызыктардын саны электр индукциясына барабар болот.

Эгерде электр талаасы бир тектүү болбосо, S беттин эң майда элементардык беттерге бөлөбүз. Ар бир мындай элементардык бетти, ар бири аркылуу өткөн күч сызыктар бир тектүү болгондой кылып тандоо керек. Мындай элементардык бет аркылуу өткөн жылышуу векторунун агымы $dN=D_n dS$.Жалпы аянт S аркылуу өткөн жылышуу агымы

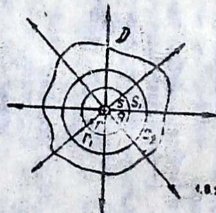
$$N=\int D_n\,dS=\int D\cos\alpha\cdot dS$$

Эгерде α бурчу 90° градустан аз болсо $\cos\alpha>0$, бетти өткөн агым ($N>0$) оң болот, б.а. күч сызыктар нормал тургузулган беттен чыгат.Эгерде $\alpha>90$, $\cos\alpha<0$, агым терс деп алынат. Чекиттүү q зарядынын түзгөн индукциясынын агымын эсептеп көрөлү. Борбору зарядда жаткан жана аны курчаган туюк сфераны жүргүзөлү. Анын сырткы бетине $\vec{n}$ нормал тургузалы (I.8.2-чийме).Анда индукциянын агымы

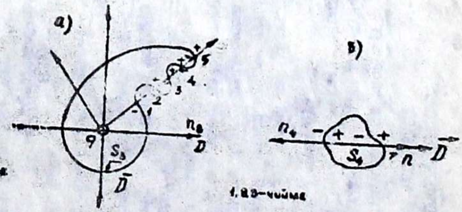
$$N=DS=\frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2}\cdot 4\pi r^2=q \quad (I.8.4)$$



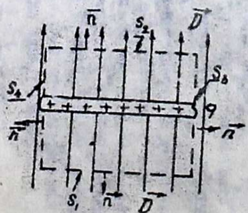
1.8.1-чизма



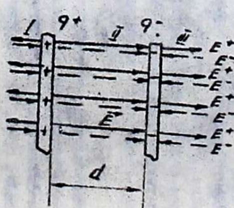
1.8.2-чизма



1.8.3-чизма



1.9.1-чизма



1.9.2-чизма

заряддын чоңдугуна барабар болот.

Бул туюнтма, борбору зарядка дал келген сфера үчүн эле туура болбостон, сферанын ичинин ар кандай чекитинде жайланышкан чекиттүү заряд үчүн да туура болот,

$$N = \oint_S D_n dS = q \qquad (I.8.5)$$

Себеби туюк бетти тешип өткөн күч сызыктардын саны чекиттүү заряддын жайланышкан абалына көз каранды болбойт. Эгерде, зарядды курчаган беттин калыбы сфера болбосо да (S_2), бирок ар бир күч сызык бул бетти бир жолу тешип өтсө, мурдагыдай эле электр агымы заряддын чоңдугуна ($N=q$) болот.

Эгерде "бырышкан" S_3 бет курчаган заряддын индукциясын эсептеп көрөлү. Мында кээ бир сызык ар бул бетти бир нече жолу тешип өтүшү мүмкүн (I.8.3-чийме). Агымды эсептөө үчүн, күч сызык тешип өткөн беттин ар бир чекиттерине нормал тургузабыз. Анда биринчи чекиттен чыккан агым оң $N>0$, $\vec{D} \uparrow\uparrow \vec{n}$ экинчи чекит үчүн $\vec{D} \uparrow\downarrow \vec{n}$ күч сызыктын багыты нормалга тескери багытталгандыктан агым тескери $N<0$. Ошентип I жана 2,3 жана 4-чекиттердин агымдардын жалпы суммасы нөлгө барабар жана 5-чекиттен чыккан агым гана калат.
Ошентип мурдагыдай эле $N=q$. Ошондой эле эгерде биз тандаган туюк тегиздик (S_4) зарядды курчабаса, электр индукциясынын агымы нөлгө барабар экендигин оңой эле көрүүгө болот.

Биз жогоруда чекиттүү заряддын индукциясынын агымы, ал заряддын туюк беттин ичиндеги жайланышкан абалына көз каранды эмес экендигине ишендик.

Демек, туюк беттин ичинде бир нече заряддар жайланышса, алардын түзгөн индукция агымы ошол заряддардын алгебралык суммасына барабар экендигин оңой эле ишенүүгө болот.

$$N = \oint D_n dS = \sum_{i=1}^{k} q_i \qquad (I.8.6.)$$

Бул туюнтма Остроградский -Гаусстун теңдемесинин математикалык аныктамасы болуп эсептелет, б.а. Туюк беттен чыккан электр индукциясынын агымы ошол беттин ичинде жайланышкан заряддардын алгебралык суммасына барабар.

Электр индукция векторунун өлчөө бирдиги: СИ системасында (I.8.1) формуладан

$$[D] = \frac{[q]}{[S]} = \frac{Кл}{м^2}$$

СГС$_q$ системасында $[D] = 1\,\frac{СГС_q}{см^2}$

I.9. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУССТУН ТЕОРЕМАСЫН КОЛДОНУУНУН МИСАЛДАРЫ.

I. Бир калыпта заряддалган чексиз тегиздиктин электр талаасы

Мындай тегиздиктин электр талаасын (I.8.6.) -формуланы пайдаланып табабыз жана зарядды белгилүү деп эсептейбиз. Адегенде заряддар түзгөн $\vec{D}$ индукциянын күч сызыктарын көрсөтөбүз жана алар бул тегиздикке перпендикуляр болоруна оңой эле ишенүүгө болот (I.9.I-чийме). Белгилүү аянтагы заряддарды, I.8.6-формуланы интегралдоого оңой болгондой калыптагы туюк бет менен курчообуз керек. Биздин шартта мындай бет катары тик бурчтуу параллелограмманы алуу ыңгайлуу. I.9.I-чиймеде заряддалган тегиздиктин жана андагы туюк беттин кесилиши көрсөтүлгөн. Бул параллелограмманын төмөнкү (S_1) жана жогорку S_2 негиздери барабар, каптал беттери S_3 жана S_4 барабар болушат. Ушул тегиздиктердин сырткы беттерине нормаль $\vec{n}$ тургузабыз. Эми Остроградский-Гаусстун формуласын (I.8.6) төмөндөгүдөй жазууга болот

$$\oint_S D_n dS = D_{n_1} S_1 + D_{n_2} S_2 + D_{n_3} S_3 + D_{n_n} S_n = q \quad (I.9.I)$$

S_1 жана S_2 беттерине тургузулган нормалдар индукция векторуна жарыш болгондуктан, $D_{n_3} = D_{n_4} = 0$, $\cos\alpha = 1$ болот, ал эми S_3 жана S_4 беттерине тургузулган нормалдар индукция векторуна перпендикуляр ($\vec{D} \perp \vec{n}$) болгондуктан, $D_{n_3} = D_{n_4} = 0$. Параллелограммдын S_1 жана S_2 беттери барабар экендигин эске алып, I.9.I-формуладан

$$2DS = q \quad (I.9.2)$$

туюнтманы алабыз.

Мындан $D = \frac{q}{2S}$ таап, $\frac{q}{S} = \sigma$ -тегиздиктин бирдик бетине туура келген заряддардын чоңдугу, же болбосо <u>заряддардын беттик</u> тыгыздыгы деп белгилесек

$$D = \frac{\sigma}{2} \quad (I.9.3)$$

алабыз, б.а. бир калыпта заряддалган чексиз тегиздиктин электр индукциясы, заряддардын беттик тыгыздыгынын жарымына барабар.

I.8.I-формуланы колдонуп. электр талаасынын чыңалышын табабыз

$$E = \frac{D}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \qquad (I.9.4)$$

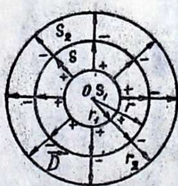
Берилген заряддар үчүн D жана E турактуу чоңдуктар болушуп, аралыкка көз каранды эмес экен б.а. мындай заряддалган тегиздиктин айланасындагы мейкиндиктин ар кандай чекиттеринде электр талаасы бирдей болот экен. Мындай талааны бир тектүү (калыптагы) талаа деп атап коюшат жана аны бирдей тыгыздыктагы жарыш күч сызыктар менен сүреттөп көрсөтүшөт (I.9.I-чийме)

2.Жалпак конденсатордун электр талаасы. Мындай конденсатор катары эки жарыш жалпак тегиздиктердин катарын карайбыз (I.9.2-чийме).Конденсатордун тегиздиктеринин бирөөнө $q+$ заряддын берсек, экинчиси ошондой эле терс заряддалат($q+ = q- =$ $= q$). Бул заряддалган тегиздиктердин ар бирөөнүн түзгөн талааларынын күч сызыктарын сызалы. Оң заряддардын күч сызыктары E_+ туташ, ал эми терс заряддалган тегиздиктен чыккан E_- күч сызыктар үзгүлтүктүү жарыш сызыктар түрүндө көрсөтүлгөн.Тегиздиктердеги оң жана терс заряддар барабар ($q- =$ $= q_+ = q$) болгондуктан, I.9.4- формуладан алар түзгөн талаалар да чоңдуктары боюнча бирдей, ($|\vec{E}_+| = |\vec{E}_-|$).Ошондуктан, конденсатор бөлгөн мейкиндиктин I жана Ш бөлүгүндөрүндө, $\vec{E}_+ \uparrow\downarrow \vec{E}_-$ бул талаалар карама-каршы багытталып,жалпы суммасы нөлгө барабар. Ал эми бул тегиздиктердин ортосунда (П-бөлүм) $E_+ \uparrow\uparrow E_-$ бул векторлор бир жакты көздөй багытталгандыктан кошулушат жана жалпы электр талаасы $E = E_+ + E_- = 2E_+$ болот. I.9.4-формуланы эске алсак, конденсатордун ичиндеги электр талаасынын чыңалышы

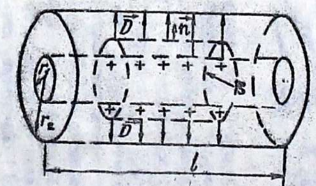
$$E = 2E_+ = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \qquad (I.9.5.)$$

барабар болот, б.а. заряддалган бир тегиздиктикке салыштырганда эки эсе чоң болот. Ошентип, мындай заряддалган конденсатордун электр талаасы сыртында жок болуп,ал эми ичинде бир тектүү талаа пайда болот экен.

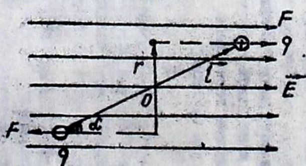
3.Бир калыпта заряддалган сфераны электр талаасы. Борборлош заряддалган эки шардын (шар конденсаторунун) ортосундагы электр талаасын карайлы (I.9.3.-чийме) ички шардын



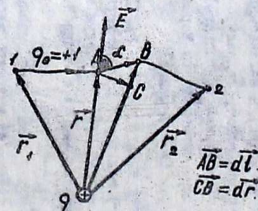
1.9.3-чизма



1.9.4-чизма



1.10.1-чизма



2.1.1-чизма.

радиусу r_1 ,сырткыныкы r_2 болсун.Эгерде сырткы шарга q-зарядын берсек, ички шарда ошондой эле чоңдуктагы ,оң заряд пайда болот ($q_- = q_+ = q$). Оң жана терс заряддар бири бири менен тартышкандыктан, оң заряд ички шардын сырткы бетине, ал эми терс заряддар сырткы шардын ички бетине жайланышат. Бул заряддардын түзгөн электр талаасынын күч сызыктары ички шардагы оң заряддардан башталып, сырткы шардагы терс заряддарда бүткөн радиалдык сызыктардан болушат. Ички шардагы заряддарды курчаган туюк бет катары радиусу болгон конденсаторго борборлош S сферанын алабыз.Остроградский-Гаусстун теоремасынан $N = DS = D 4\pi r^2 = q$

ал эми мындан индукция вектору

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (I.9.6.)$$

Талаанын чыңалышы үчүн

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (I.9.7)$$

туюнтмаларды алабыз.

Акыркы формулалар чекиттүү заряддын түзгөн талаасынын туюнтмасы менен дал келет б.а. заряддалган шардын сыртындагы электр талаасы, ошол шардын борборунда жаткан заряддар түзгөн электр талаасына барабар болот экен. Биз жогоруда, шар конденсаторунун ички шарынын ичинде, сырткы шарынын сыртында электр талаасы болбой тургандыгын көрсөттүк. I.9.6. жана I.9.7.-формулалардан электр талаасын мүнөздөөчү чоңдуктар D жана E сырткы шардын r_2 радиусуна көз каранды эмес экендигин байкайбыз. Эгерде жалгыз шар көлөмү боюнча бирдей заряддалса, анда электр талаасы анын борборунда гана жок болот, да ал эми шардын ичинин калган чекиттеринде радиустун өсүшү менен электр талаасынын чыңалышы радиусуна пропорциялаш болуп чоңоет, б.а.

$$q \sim r^3 , \quad E \cdot 4\pi r^2 \sim r^3$$

Демек $E \sim r$ (I.9.II)

Мындай заряддалган шардын сыртындагы электр талаасы I.9.7-формула менен туюнтулат.

4.БИР КАЛЫПТА ЗАРЯДДАЛГАН ЦИЛИНДРДИН ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ.

Октош бири экинчисине кийгизилген заряддалган эки цилиндрдин (цилиндр конденсаторунун) электр талаасына көңүл буралы (I.9.4-чийме). Мурдагыдай эле бул цилиндрдин бирине $+q$ зарядын берсек экинчисине ошондой эле чоңдуктагы терс заряд пайда болот. Цилиндрлердин узундугун алардын радиустарына салыштырганда өтө чоң деп алалы ($\ell \gg r_1, r_2$). Мындай цилиндрди чексиз узун деп кароого болот. Заряддардын түзгөн электр талаасынын күч сызыктары цилиндрдин радиусу боюнча багыталып, ички цилиндрден башталып сырткысында бүтүшөт. Остроградский-Гаустун теоремасын колдонуш үчүн, ички цилиндрдеги заряддарды курчаган радиусу r болгон туюк цилиндрди (S) алабыз. Бул цилиндрдин сырткы бетине $\bar{n}$ нормалын тургузуп $\bar{D}_n = \bar{D}$ экендигин көрөбүз. Эгерде цилиндрдин бирдик узундугуна туура келүүчү зарядды деп белгилесек, узундукка жайланышкан заряддардын саны болот.

Биз тандаган туюк цилиндрдин негиздеринен чыккан талаанын агымы нөлгө барабар болгондуктан ($\bar{D} \perp \bar{n}$), цилиндрин каптал бетинен чыккан электр агымы. Остроградский-Гаусстун формуласынан

$$N = D\, 2\pi r \ell = q\ell$$

же

$$D = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{q}{r} \qquad (I.9.12).$$

же электр талаасынын чыңалышы үчүн

$$E = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r} \qquad (I.9.13)$$

туюнтманы алабыз. Заряддалган шар сыяктуу эле, талаанын чоңдугу сырткы цилиндрдин радиусунан (r_2) көз каранды эмес экен. Ошондуктан I.9.12 жана I.9.13-формулаларды бир калыпта заряддалган цилиндрин электр талаасын мүнөздөйт деп айтууга болот.

I.10. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИПОЛЬ

Белгилери карама каршы чоңдуктары бирдей болгон эки байланышкан заряддарды электр диполу деп аташат (I.10.I-чийме). Мындай диполду бир тектүү электр талаасына жайлаштырсак Заряддарга карама каршы багыттагы эки F күчтөрү таасир этип, О чекитинин айланасында бурулушат.

Бул заряддарга таасир этүүчү күчтүн ийини

$$\vec{M} = [\vec{F} \times \vec{r}] = q\, l E \sin\alpha \qquad (I.10.I)$$

б.а. заряддын чондугу q менен алардын ортосундагы l аралыгынын кебейтундусуне караша болот.
Эгерде биз $ql=p$ диполдун электрдик ийини деп атасак, кучтун ийинин электрдик ийин менен төмендөгүдөй байланышат.

$$\vec{M}=[\vec{p}\times\vec{E}]=pE\sin(\vec{p}\cdot\vec{E}) \qquad (1.10.2)$$

Диполь электр талаасында анын электрдик ийинин багыты талаанын чыналышынын багыты менен дал келгенге ($\alpha=0$) айланат экен.
Электр диполунун жардамы менен физикадагы көп кубулуштар түшүндүрүлөт. Мисалы: диэлектриктердеги атомдорду жана молекулаларды, көз бир кристаллдардагы молекулаларды, өткөргүчтүн кесиндисин электр талаасында диполдор катары каралышат.

Глава- 2. Потенциал, потенциалдардын айырмасы

2.1. Электростатикалык талаанын жумушу

Электр талаасынын касиетин тереңирээк түшүнүш үчүн потенциалдардын айырмасы же электрдик чыналуу деген түшүнүктөр киргизилет. Ал үчүн кыймылсыз турган q заряддын электр талаасындагы q_0 зарядды жылдыруудагы аткарылган жумушту карайлы (2.1.1-чийме). Кыймылсыз заряддын түзгөн талаасы электростатикалык деп аталат. Тынч турган $+q$ заряддынын түзгөн чыналышы болгон талаада 1-чекиттен 2-чекитке өлчөгүч заряд $q_0=+1$ жылып жумуш аткарылсын. Адегенде dl аралыкка жылганда элементардык жумуш

$$dA=Fdl\cos\alpha=Fdr=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r^2}dr \qquad (2.1.1)$$

аткарылат, мында $dr=dl\cos\alpha$. Ал эми 1-чекиттен 2-чекитке зарядды жылдырууга жумшалган жумуш төмөндөгүдөй аныкталат

$$A_{12}=\int_1^2 dA=\frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2}=\frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right) \qquad (2.1.2)$$

мында r_1 жана r_2 өлчөгүч заряддын 1-жана 2-чекиттеги абалдарын мүнөздөөчү радиус-векторлор.

Бул туюнтмадан, электростатикалык талаада аткарылган жумуш жылуучу заряддын баштапкы жана акыркы абалдарына гана көз каранды болуп, басып өткөн жолдун узундугуна караша болбойт экен.

Мындай талаа потенциалдуу деп аталат. Ошол эле заряддын акыркы абалдан мурдагы абалга (I-чекитке) келгендеги жумушун карасак (2.I.2-чийме), ал

$$A_{21} = \frac{qq_n}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right) \qquad (2.I.3.)$$

барабар жана $A_{21} = -A_{12}$ болоруна оңой эле ишенүүгө болот. Эми ушул заряддын I-чекиттен чыгып, I-а-2 жолду басып, кайра 2-в-I жол менен баштапкы абалына айланып келгендеги толук жумушту эсептесек

$$A = A_{12} + A_{21} = A_{12} - A_{12} = 0 \qquad (2.I.4)$$

нөлгө барабар болорун алабыз, б.а. электростатикалык талаанын зарядды туюк жол боюнча жылдыруудагы жумушу нөлгө барабар экен. 2.I.4 туюнтманы төмөндөгүдөй жазууга болот

$$A = \oint\limits_{1-a-2-b-1} dA = \oint\limits_L F dl = \oint\limits_L q_0 E dl \cos\alpha = q_0 \oint\limits_L E_l \, dl = 0$$

Мында $\oint_L$ -туюк L жолу боюнча интегралдын белгиси $E_l = E\cos\alpha$ электр талаасынын заряд басып өткөн жолуна түшкөн проекциясы б.а.

$$\oint\limits_L E_l \, dl = 0 \qquad (2.I.6)$$

Бул туюнтма электр талаасынын циркуляциясы деп аталат, электр талаасынын бирдик зарядды $q_0 = 1$ туюк L жолу боюнча аткарган жумушун мүнөздөйт. Эгерде талаанын циркуляциясы нөлгө барабар болсо, талааны потенциалдуу деп аташат. Демек электростатикалык талаа потенциалдуу экен. Физикалык мааниси-электростатикалык талаа оң заряддардан башталып терс заряддарга кирише (I.7.3.-чийме), б.а. талаанын күч сызыктары туюк болушбайт. Биз кыймылсыз бир заряддын электр талаасындагы жумушту карадык. Эгерде кыймылсыз топ заряддардын электростатикалык талаасындагы аткарылган жумушту карасак, жалпы жумуш

$$A = \sum_{i=1}^{N} A_i \qquad (2.I7)$$

ар бир заряд түзгөн талаанын аткарган A_i жумуштарынын алгебралык суммасына барабар болот. Ар бир заряд түзгөн электр талаасы потенциалдуу болгондуктан, кыймылсыз заряддардын тобунун түзгөн электр талаасы да потенциалдуу (электростатикалык) болот.

2.2. Потенциал. Потенциалдардын айырмасы. Электр талаасынын чыңалышы менен потенциалдар айырмасынын байланышы.

Электростатикалык талааны аткарган жумушуна (2.I.2) дагы көңүл буралы,

$$A_{12}=\frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)=\frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_1}-\frac{qq_0}{r_2}, \qquad (2.2.\text{I})$$

Механикадагы потенциалдуу талаадагы аткарылган жумуш менен потенциалдуу энергиялар жөнүндөгү түшүнүктөрдү эстеп, электростатикалык талаанын аткарган жумушуна (2.2.I) салыштырып, барабардыктын оң жагындагы мүчөлөрдү

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r_1}=W_{p1}\,;\quad \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r_2}=W_{p2} \qquad (2.2.2)$$

q заряды түзгөн электр талаасындагы өлчөгүч q_0 зарядынын биринчи (r_1) жана экинчи (r_2) абалдарындагы потенциалдык энергиясы деп алсак болот, б.а.

$$A_{12}=W_{p1}-W_{p2} \qquad (2.2.3)$$

Эгерде биз бул потенциалдык энергиялардын өлчөгүч q_0 зарядка болгон катышын алсак,

$$\frac{W_{p1}}{q_0}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r_1}=\varphi_1\,,\quad \frac{W_{p2}}{q_0}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r_2}=\varphi_2 \qquad (2.2.4)$$

бул чоңдуктар талааны түзгөн q зарядынын чоңдугуна жана өлчөөчү заряддын мейкиндиктеги абалына (r_1, r_2) гана көз каранды болот экен. Ошондуктан, бул чоңдуктарды электростатикалык талааны мүнөздөөчү чоңдук катары пайдаланууга болот жана алар талаанын берилген чекиттеги потенциалы деп аталат. Потенциал сан жагынан талаанын берилген чекитиндеги бирдик оң заряддын потенциалдык энергиясына барабар.

Аткарылган жумушту (A_{12}) талаанын потенциалдары аркылуу төмөнкүдөй жазып алууга болот

$$A_{12}=W_{p1}-W_{p2}=q_0(\varphi_1-\varphi_2)=-q_0(\varphi_2-\varphi_1), \qquad (2.2.5)$$

талаанын потенциалын жумуш аркылуу өлчөөгө болот экен, бирок талаанын берилген чекитиндеги потенциалды аныкташ үчүн анын башка чекитиндеги потенциалы белгилүү болуш керек. Демейде, талаанын экинчи чекитин чексизде жайланышат ($r_2\to\infty$), деп алышат жана $\varphi_2=0$ болот. Мындай шартта биринчи чекиттеги потенциал

$$\varphi_1 = \frac{A_{1\infty}}{q_0}$$

электр талаасынын бирдик оң зарядды берилген чекиттен чексизге жылдырган жумушка барабар болот экен.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi = U_{21} = U \qquad (2.2.6)$$

Бул түшүнтмө, талаадагы потенциалдардын айырмасы ($\Delta\varphi$ же чыңалуусу же чыңалуунун төмөндөөсү (U) деп аталат. 2.2.5 -2.2.6 -формулалардан

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = A_{21}/q_n \qquad (2.2.7)$$

потенциалдардын айырмасы талаанын экинчи (r_2) чекитинен биринчи (r_1) чекитине бирдик оң зарядды жылдыргандагы жумушка барабар экен.

Ошентип, потенциал, потенциалдардын айырмасы же чыңалуу электр талаасын энергетикалык (жумуш аркылуу) мүнөздөөчү чоңдук экен. Эми электр талаасын мүнөздөөчү күчтүк (вектордук) чоңдук -талаанын чыңалышы E менен потенциалдардын айырмасынын ортосундагы байланышты табайлы.

2.2.5. жана 2.1.6 формулалардан

$$A_{12} = -q_n(\varphi_2 - \varphi_1) = -q_n U = +q_n \int_1^2 E_e\, dl \qquad (2.2.8)$$

Мындан $E_l = -dU/dl$

бул түшүнтмөдө dU-потенциалдын өзгөрүшү, dl -жылыш вектору. dU/dl-потенциалдын берилген багыт боюнча өзгөрүшүнүн ылдамдыгын мүнөздөйт. Жалпы жонунен электр талаасынын чыңалышын E потенциалдын градиенти аркылуу байланыштырып көрсөтүшөт,

$$\vec{E} = -\operatorname{grad}\vec{\varphi} \qquad (2.2.9)$$

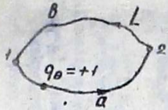
Скалярдык ар кандай φ чоңдугунун градиенти ошол чоңдуктун тез өсүүчү багыты менен дал келүүчү вектор болуп эсептелет, б.а. электр талаасынын чыңалышы терс белгидеги потенциалдын градиентине барабар.

Потенциал же чыңалуунун өлчөө бирдиги:

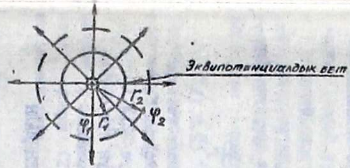
СИ системасында $[\varphi]=[U]$ =Вольт (В)

СГСЭ системасында $[\varphi]=[U]=СГС_u$

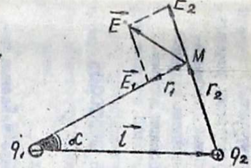
Эквипотенциалдуу бет -потенциалдары бардык чекиттеринде бирдей болгон бетти аташат. Эквипотенциалдуу беттин жардамы менен электр талаасын график түрүндө көрсөтүүгө болот.



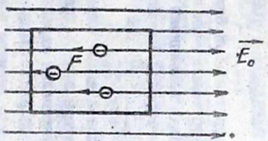
2.1.2 - чийме.



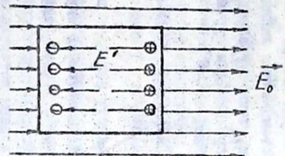
2.3.1 - чийме



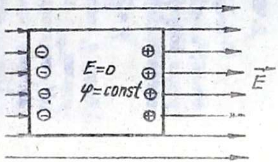
2.3.2 - чийме



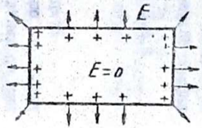
3.1.1 $\frac{a}{}$ чийме



3.1.1 $\frac{б}{}$ чийме



3.1.2 $\frac{a}{}$ чийме



3.1.2 $\frac{б}{}$ чийме

Потенциалдары бирдей болгон чекиттерди бириктирип, эквипотенциалдуу сызыктарды алабыз. Электр талаасынын чыңалыш $\overline{E}$ вектору эквипотенциалдык линияларга дайыма перпендикуляр болот. Мисалы, чекиттүү заряддын талаасынын эквипотенциалдык сызыктары зарядды курчаган борборлош айланалардан болушат. (2.3.1-чийме)

2.3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ПОТЕНЦИАЛДАРЫН АНЫКТООНУН МИСАЛДАРЫ

1. Чекиттүү заряддын потенциалы

Эгерде мейкиндиктин ар бир чекитинде талаанын чыңалышы же ошол талааны түзгөн заряд белгилүү болсо, талаанын ар кандай чекитиндеги потенциалды аныктоого болот. Аныктама боюнча талааны потенциалы ошол берилген чекиттен бирдик оң зарядды чексизге жылдырууга зарыл жумушуна барабар

$$\varphi=\frac{A_{1\infty}}{q_0}=\int_r^{\infty} E\,dr=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\int_r^{\infty}\frac{dr}{r^2}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r} \qquad (2.3.1)$$

б.а. чекитүү q заряддынын потенциалы аралыкка тескери пропорциялаш болуп өзгөрөт жана эквипотенциалдык бетте борборлош, зарядды курчаган сфералар болушуп (2.3.1-чийме), электр талаасынын чыңалыш векторлорунун күч сызыктары бул сфералык беттерге перпендикуляр болушат.

2. ЧЕКИТТҮҮ ЗАРЯДДАРДЫН ТОБУНУН ПОТЕНЦИАЛЫ

Эгерде электр талаасын бир нече чекиттүү заряддар түзсө, алардын электр талаасынын чыңалыштары векторлор түрүндө кошулушса, жалпы потенциалы ар бир заряддын түзгөн потенциалдарынын алгебралык суммасына барабар болот,

$$\varphi=\sum_{i=1}^{N}\varphi_i=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{N}\frac{q_i}{r_i} \qquad (2.3.2.)$$

Мында q_i заряддан потенциалды өлчөөчү чекитке чейинки r_i аралык. Мисал катары электр диполунун түзгөн талаасынын M-чекитиндеги потенциалын карайлы (2.3.2-чийме) ($q_1=q_2=q$). Жогорку формуладан (2.3.2) M чекиттиндеги потенциал $\varphi=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_1}\right)$ аныкталат.

Эгерде $l \ll r_1, r_2$ болсо $r_1 r_2 = r^2$

$r_1 - r_2 = l\cos\alpha$ болот, анда

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q\,l\cos\alpha}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{P\cos\alpha}{r^2} \qquad (2.3.3)$$

деп жазууга болот, б.а. потенциал диполдун электр ийини $\vec{P}$ түз пропорциялаш, аралыктын квадратына тескери пропорциялаш, болуп, диполго салыштырмалуу талаанын потенциалын аныктоочу чекиттин абалына (α бурчуна) жараша болот экен.

3. ШАР КОНДЕНСАТОРУНУН ПОТЕНЦИАЛЫ.

Шар конденсаторунун электр талаасынын чыңалышын (E) § I.9 карагандыз (I.9.3-чийме). Эми ошол талаанын потенциалын аныктайлы. Электр талаасы шарлардын ортосунда гана болгондуктан потенциалды да талаа бар мейкиндиктен издейбиз. Борбордон кандайдыр бир аралыгындагы потенциал

$$\varphi = \int_{r_1}^{r_2} E\,dr = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad (2.2.4)$$

барабар болот. Конденсатордун ички жана сырткы шарларынын радиустары r_1, r_2 туруктуу болгондуктан,

$$\varphi_0 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad (2,2\ 5.)$$ туруктуу чоңдук болот.

Мындан $q = 4\pi\varepsilon_0\varphi_0\frac{r_2 r_1}{r_2 - r_1}$ (2.2.5)

заряд q нун (2.2.5) маанисин (2.2.4) формулага коюп, потенциал үчүн

$$\varphi = \varphi_0\frac{(r - r_1)r_2}{r(r_2 - r_1)} \quad (2.2.6)$$

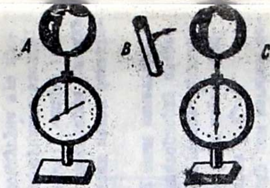
туюнтманы алабыз. Берилген конденсаторго белгилүү q зарядын берсек φ_0 туруктуу чоңдук болот. 2.2.6 формуланы пайдаланып, шар конденсаторунун ичиндеги ар кандай чекиттеги (r) потенциалды аныктоого болот.

Глава- 3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ӨТКӨРГҮЧТӨР

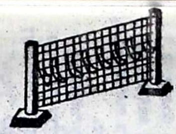
3.I. Өткөргүчтөрдүн электр талаасындагы абалы

Өткөргүчтөрдө эркин электрондор болгондуктан, кандайдыр сырткы күчтүн таасири астында алар өткөргүч боюнча жыла алышат.Эгерде өткөргүчтүн бир бөлүгүн электр талаасына жайгаштырсак, андагы электрондорго электр талаасы таасир этип ($\vec{F}=e\vec{E}$), багытталган кыймылга келишип, токту пайда кылышат. Бирок, бул ток өтө кыска убакытта эле токтоп калат.Себеби, электрондор өткөргүчтүн чыгып кете албайт да анын бир учуна жыйналат, ал эми карама каршы учуна оң заряддар чогулат (3.I.I.-чийме).Мындай абалды (ток токтогондо) оң жана терс заряддардын тең салмактуу абалы менен түшүндүрүлөт жана ал үчүн төмөнкү шарттар талап кылынат: I.Өткөргүчтүн ичинде электр талаасы жок ($E=0$), же өткөргүчтүн ичинде потенциал туруктуу болот ($\varphi=const$) (3.I.2^{а}-чийме).

2.Өткөргүчтүн сырткы бетинин ар бир чекитине электр талаасынын чыңалышынын күч сызыктары перпендикуляр багытталат. Ошондуктан өткөргүчтүн сырткы бети эквипотенциалдык бет болот. (3.I.2б-чийме). Эгерде өткөргүчтү заряддасак, анда заряддар тең салмактуулук сакталгандай болушуп жайгарышат (3.I.2^{б}-чийме).Өткөргүчтүн ичинде электр талаасы жок болгондуктан, Остроградский-Гаусстун теоремасы боюнча заряддардын суммасы да нөлгө барабар болот. Ал эми сырттан берилген заряддар өткөргүчтүн сырткы бетине тең салмактуулуктун шарттары сакталгандай болуп жайгарышат. Ошондуктан мындай өткөргүчтүн ички бөлүгүн алып салса да сырткы заряддын жайгарышына таасирин тийгизбейт. Мисал катары ичи көңдөй металлдан жасалган шарды изоляторго бекитип заряддайбыз.Үчүнда металл шарчасы бар изолятордон жасалган В таякчанын С электрометрдин жардамы менен көңдөй А шардагы заряддардын жайгарышын изилдейбиз (3.I. 3 -чийме) Адегенде А шарчасын заряддайбыз В таякчасын А шарынын тешиги аркылуу ичинде тийгизип анан электрометрге тийгизебиз электрометр эч нерсе көрсөтбөйт. Эгерде В таякчасын А шарынын сырткы бетине анан С электрометрине тийгизсек анын жебеси кыйшаят.Демек, көңдөй металлдан жасалган шарды заряддаганда заряддар анын сырткы бетинде гана жайгарышат экен.Экинчи мисал катары, изолятордон жасалган таякчаларга тартылган, эки бетине жеңил кагаз баракчалары илинген металл торчону карайбыз (3.I.4-чийме).Бул торчону заряддасак анда эки бетин-

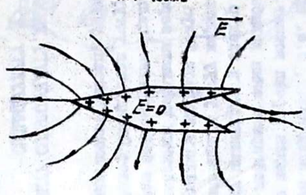


3.1.3-чизма



3.1.4-чизма

3.1.5-чизма



3.1.6-чизма

деги баракчелар ачылат. Эгер бул торчону туюктап цилиндр жасасак ичиндеги баракчалар түшүп, сырттагылар көбүрөөк көтөрүлөт, б.а. заряддардын баардыгы торчо цилиндринин сыртына чыгат (3.I.6-чийме). Өткөргүчтүн бул касиети электр аппараттарды сырткы электр талааларынан коргоо (экрандоо) үчүн колдонулат, б.а. аппаратарды металлдан жасалган торчо менен курчап коюшат. Заряддардын металлдардын бетине жайгарышы анын калыбына жараша болот. 3.I.6-чиймеде учтуу цилиндрдеги электр зарядынын жайгарышы көрсөтүлгөн. Цилиндрдин учтуу жеринде заряддар тыгызыраак, чуңкурунда тыгыздыгы азыраак болуп жайланышат.

Электр талаасынын чыңалышы заряддардын тыгыздыгына түз пропорциялаш болгондуктан, цилиндрдин учтуу жеринде талаа күчтүү болот. Ошондуктан учтуу металлдарды белгилүү чоңдукка заряддагандан баштап, учунан заряддар "учуп" чыга баштайт.

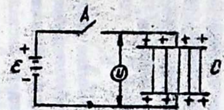
3.2. ЭЛЕКТР СЫЙЫМДУУЛУГУ. ЖӨНӨКӨЙ КОНДЕНСАТОРДУН СЫЙЫМДУУЛУГУ

Ортосундагы электр талаасынын күч сызыктары биринен башталып экинчисинде бүткөн эки өткөргүчтү конденсатор деп аташат. Өткөргүчтөрдүн ортосунда талаа пайда болсун үчүн аларды заряддоо керек. Биринен башталган күч сызыктар экинчисинде бүтсүн үчүн алардагы заряддар сан жагынан барабар, белгилери карама-каршы болушу зарыл ($q_1 = q_2$)

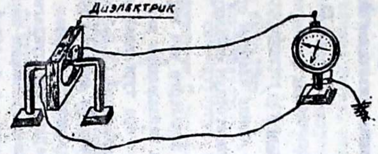
Эң жөнөкөй конденсаторлорго жалпак (эки жарыш пластиналар), шар (борборлош эки сфера өткөргүчтөрү), цилиндр (эки октош өткөргүч-цилиндрлер) конденсаторлорду атоого болот. Конденсаторду түзүүчү өткөргүчтөр анын капталдары (обкладкалары) деп аталат.

Конденсаторду чиймеде эки жарыш сызык менен белгилешет . Конденсаторду заряддаш үчүн анын капталдарын чыңалуунун булагына туташтыруу керек (3.2.I-чийме), мисалы гальваникалык элементеринин батареясынын ортосундагы электр талаасынын чыңалышы алардагы заряддын чоңдугуна түз пропорциялаш.

Конденсаторлордун заряддарды жыйноо жөндөмдүүлүгү



3.2.1-чийме



3.2.2-чийме

электр сыйымдуулугу менен мүнөздөлөт. Электр сыйымдуулугу (С) конденсатордогу заряддардын чоңдугуна (q) түз пропорциялаш,, ал эми обкладкалардын ортосундагы чыңалууга (U) тескери пропорциялаш болгон физикалык чоңдук,

$$C = \frac{q}{U} \qquad (3.2.1)$$

Сыйымдуулуктун бирдиги СИ системасында

$$[C] = \frac{[q]}{[U]} = \frac{Кл}{В} = Фарада\,(Ф)$$

I.Эгерде канаттарына I Кл заряд бергенде алардын ортосунда I В чыңалуу пайда болсо, конденсатордун сыйымдуулугу I Ф болот.

Конденсатордун сыйымдуулугу, эмнелерге көз каранды? Бул суроого жооп бериш үчүн жарыш жайланышкан эки металл дискалардын ортосундагы аралык өзгөрө тургандай кылып изоляторго бекитебиз (жалпак конденсатор) (3.2.2-чийме). Конденсатордун дискаларын электрометрге туташтырабыз.Конденсаторго заряд берилгенде электрометрдин жебеси белгилүү бурчка кыйшаят.Электрометр канаттардын ортосундагы чыңалуунун (потенциалдардын айырмасын) өлчөйт. Биздин шартта, конденсатордогу заряддын чоңдугу туруктуу ($q = const$). I.Канаттарды бири биринен алыстатканда электрометрдин жебеси чоңураак бурчка кыйшаят, ал эми аларды жакындатсак чыңалуу азайганын көрөбүз, 3.2.I-формуладан

$$U = \frac{q}{C} \qquad (3.2.2)$$

Заряд туруктуу болгондуктан, чыңалуунун көбөйтүшү сыйымдуулук (C) азайганда болушу мүмкүн, же тескерисинче сыйымдуулук көбөйсө чыңалуу азаят. Ошентип, бул тажрыйбадан конденсатордун сыйымдуулугу анын канаттарынын ортосундагы аралыка тескери пропорциялаш экендигин аныктадык,

$$C \sim \frac{1}{d} \qquad (3.2.3.)$$

Конденсатордун канаттарын белгилүү аралыкка жайгаштырып ($d = const$) электрометрдин жебесинин абалын байкап, дискаларды жарыш тегиздикте карама-каршы багытта жылдырабыз. Мындай кылганда бири биринин каршысындагы дискалардын аянты өзгөрөт. Мындан биз сыйымдуулук дисканын аянтына түз пропорциялаш экендигине ишенебиз

$$C \sim S \qquad (3.2.4)$$

3.Эки канатты белгилүү аралыкка коюп жана заряддап ($d = const, q = const$), электрометрдин жебесинин абалын байкап коебуз. Эки канатынын ортосуна ар түрдүү диэлектриктерди айнек, кагаз, пластик ж.б. киргизебиз.Диэлектрикти киргизгенде электрометрдин жебесинин төмөнүреөк түшкөнүн көрөбүз, демек конденсатордун сыйымдуулугу чоңоет экен.Сыйымдуулуктун өзгөрүүү ар түрдүү заттар үчүн ар башка болорун байкайбыз.

Эгерде конденсатордун канаттарынын ортосунда вакуум болгондогу сыйымдуулугун C_0 , ал эми диэлектрик салынгандагы сыйымдуулугун С деп белгилесек, бул эки чоңдуктун катышы

$$\frac{C}{C_0} = \varepsilon \qquad (3.2.5)$$

затты диэлектриктик өтүмдүүлүгү деп аталат. Диэлектриктик өтүмдүүлүк заттардын электрдик касиетин мүнөздөйт жана заттын касиетине, абалына жараша болот.

3.3.СЫЙЫМДУУЛУКТУ АНЫКТООНУН МИСАЛДАРЫ

Эгер конденсаторлордогу заряддар q белгилүү болсо, жана заряд аркылуу канаттарынын ортосундагы чыңалуу U аныкталса, сыйымдуулукту табууга болот.

I.Жалпак конденсатордун сыйымдуулугу

Конденсатордун пластиналарынын ортосундагы аралыкты алардын өлчөмдөрүнө салыштырганда өтө кичинекей деп алсак, чексиз өлчөмдүү пластиналардай турган конденсатор үчүн табылган чыңалыштын формуласын колдонсок болот (I.9.5 формуланы кара). Жалпак конденсатордун канатарынын ортосундагы чыңалуу (I.9.2-~~сүйме~~)

$$U = \int_0^d E\,dx = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}\int_0^d dx = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} d \qquad (3.3.I)$$

Мында $\sigma = q/S$ заряддын беттик тыгыздыгы, d -канаттардын ортосундагы аралык. Бул формуланы сыйымдуулуктун формуласына (3.2.I) коюп

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q\varepsilon_0}{\sigma d} = \varepsilon_0 \frac{S}{d} \qquad (3.3.2)$$

Эгерде конденсатордун канаттарынын ортосу диэлектриктик өтүмдүүлүгү ε болгон диэлектрик менен толтурулган болсо, анын сыйымдуулугу ε эсе чоң болот

б.а. $$C=\varepsilon\varepsilon_0\frac{S}{d} \qquad (3.3.3)$$

Бул туюнтмалар (3.3.2 3.3.3) жалпак конденсаторлордун сыйымдуулугун аныктайт.

2.Шар конденсатору. Эгерде мындай конденсатордогу заряд q болсо, анын канаттарынын ортосундагы чыңалуу 2.2.5-формуланын негизинде (I.9.3 -чийме)

$$U=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right) \qquad (3.3.4)$$

барабар мында r_1, r_2 ички жана сырткы сфера канаттарынын радиустары. Анда конденсаторунун сыйымдуулугу

$$C=\frac{q}{U}=\frac{4\pi\varepsilon_0}{\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}}=4\pi\varepsilon_0\frac{r_1 r_2}{r_2-r_1} \qquad (3.3.5)$$

барабар болот. Эң четки учурларын карайлы: $r_2 \gg r_1, \frac{1}{r_2}\to 0$ ал эми сыйымдуулук

$$C=4\pi\varepsilon_0 r_1 \qquad (3.3.5)$$

Бул жалгыз шардын сыйымдуулугу деп аталат жана анын радиусуна түз пропорциялаш экен

б/эки сферанын ортосундагы аралык d өтө кичинекей, б.а. $r_2 \approx r_1$ Бул шартта конденсатордун сыйымдуулугу ($d=r_2-r_1$; $r_1 \cdot r_2 \approx r^2$)

$$C=4\pi\varepsilon_0\frac{r^2}{d}=\varepsilon_0\frac{S}{d} \qquad (3.3.6)$$

Мында $S=4\pi r^2$ сферанын беттин аянты.

Бул формуланы жалпак конденсатордун сыйымдуулугу (3 3.2) менен салыштырып, шар конденсаторун, канаттары бири-бирине өтө жакын жайланышканда жалпак конденсатор деп карооого болот экен.

3.4.КОНДЕНСАТОРЛОРДУ ТУТАШТЫРУУ

Конденсаторду ылайыкталган чыңалуудан чоң потенциалдардын айырмасына туташтырсак, канатарынын ортосунан электр жалыны чыгып тешилет (иштен чыгат).Мындай чыңалууну тешүүчү деп аташат.

Конденсаторлор электротехника,радиотехника ж.б.тармактарда өтө кеңири колдонулат. Өнөр жайдан ар түрдүү типтеги (кагаздан, электролиттик, өзгөрмөлүү ж.б.) белгилүү чыңалууга жана сыйымдуулукка ылайыкталган конденсаторлор чыгарылат. Турмушта даяр конденсатордун параметрине туура келбеген сыйымдуулуктагы жана чыңалууга эсептелген конденсаторлор керек болот.

Мындай керектүү сыйымдуулуктагы жана чыңалууга эсептелген конденсаторду алыш үчүн колдо бар конденсаторлорду жарыш жана удаалаш туташтыруу керек.

I. ЖАРЫШ ТУТАШТЫРУУ

Конденсаторлорду жарыш туташтырганда (3.4.I-чийме) алар үчүн берилген чыңалуу жалпы болот,

$$q_1 = C_1 U \;, \; q_2 = C_2 U \;, \ldots \; q_n = C_n U \qquad (3.4.1)$$

Конденсаторлордогу жалпы заряд алардын ар бириндеги заряддардын суммасына барабар болот

$$q = \sum_{i=1}^{n} q_i = U \sum_{i=1}^{n} C_i \qquad (3.4.2)$$

Бул туюнтмадан

$$C = \frac{q}{U} = \sum_{i=1}^{n} C_i = C_1 + C_2 ... + C_n \qquad (3.4.3)$$

Конденсаторлор жарыш туташтырганда алардын сыйымдуулуктары кошуларын, ал эми чыңалуу өзгөрбөшүн көрөбүз.

2. Удаалаш туташтыруу. Конденсаторлордун канаттары бир тизмекке тизилип, чыңалуу булагына туташтырганда, ар биринде чондуктары барабар болгон заряддар индукцияланышат (3.4.2-чийме)

$$q_1 = q_2 = q_3 = \ldots q_n \qquad (3.4.4)$$

Конденсаторлордун сыйымдуулуктары ар түрдүү болгондуктан, алардын ар биринин канаттарындагы чыңалуулар айырмаланышат

$$U_1 = q/C_1 \; ; \; U_2 = q/C_2, \ldots; U_n = q/C_n \qquad (3.4.5)$$

Бул чыңалуулардын суммасы удаалаш туташтырылган конденсатордун батареясына берилген потенциалдардын айырмасына барабар болот

$$U = U_1 + U_2 + \ldots + U_n = \sum_{i=1}^{n} U_i = q \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i} \qquad (3.4.6)$$

Бул туюнтмадан конденсаторлордун удаалаш туташтырылган батерееларынын жалпы сыйымдуулугу

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\dots+\frac{1}{C_n} \qquad (3.4.7)$$

ар биринин сыйымдуулугуна тескери пропорциялаш болуп кошулушарын көрөбүз. Мындай кошкондо жалпы сыйымдуулук азаят, бирок тешүүчү чыңалуу (жогорку чыңалууга иштөө жөндөмдүүлүгү) көбөөт.

Эгерде бизге сыйымдуулугу жана тешүүчү чыңалуусу чоң конденсатор керек болсо, анда колдо бар конденсаторлорду жарыш жана удаалаш туташтыруу керек (3.4.3-чийме)

3.5.ЗАРЯДДАЛГАН КОНДЕНСАТОРДУН ЭНЕРГИЯСЫ.ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЭНЕРГИЯСЫ

Биз төмөндөгү тажрыйбага көңүл буралы (3.5.I-чийме).Конденсаторду адегенде ток булагынын батериясына (Б) туташтырып, U чыңалуусуна чейин заряддайлы. Андан кийин A алакоштуучу I-абалдан 2-абалга көтөрсөк, конденсатор лампача аркылуу чынжырга туташтырылат жана Λ лампачанын жалт этсенин көрөбүз. Демек, заряддалган конденсатордо энергия топтолот экен. Бул энергия эмнеге барабар? Конденсаторго лампачаны кошкондо анын капталдарындагы электр заряддары лампача аркылуу разряддалып чынжырда ток пайда болот.Эгерде мындай кубулушта dq заряды разряддалса анда аткарылган жумуш

$$dA=Udq \qquad (3.5.I)$$

барабар болот. $U=q/C$ болгондуктан 3.5.I-туюнтмадан алабыз

$$dA=\frac{q}{C}dq \qquad (3.5.2)$$ алабыз

Конденсатор толук разряддалгандагы жумуш ошол конденсаторго топтолгон энергияга W барабар болот, б.а.

$$A=W=\frac{1}{C}\int_0^q q\,dq=\frac{1}{C}\frac{q^2}{2} \qquad (3.5.3)$$

эгерде зарядды ($q=UC$) чыңалуу аркылуу туюндурсак, аткарылган жумушту конденсатордун сыйымдуулугу жана чыңалуусу аркылуу туюнтабыз

$$W=\frac{1}{2}CU^2 \qquad (3.5.4)$$

Ушул эле жол менен бул формуланы заряд q жана чыңалуу U

аркылуу туюнтса да болот

$$W = \frac{1}{2} qU \qquad (3.5.5)$$

Бул туюнтмалардан (3.5.3- 3.5.5) заряддалган конденсатордогу энергия, топтолгон заряддын чондугуна, сыйымдуулукка жана заряддалгандагы чыңалуунун U чондугуна жараша болот экен.

Эми ушул заряддалган конденсатордогу энергия анын кайсыл жеринде сакталат - заряддар топтолгон канаттардабы, же канаттарынын аралыгында пайда болгон электр талаасындабы деген суроо туулат.
Бул суроого электростатикада (турактуу электр талаасында) так жооп беруу кыйын, себеби заряддарды электр талаасынан ажыратууга мумкун эмес. Бул суроого ачык жоопту электромагниттик талааны караганда алууга болот.
Электромагниттик толкундар энергия алып журерун (радиостанциядан уналгыга, телестанциядан сыналгыга) бардыгыбызга белгилуу. Бул толкундар заряддардан белунуп мейкиндикте таралышат б.а. заряддар жок болсо деле жоголушбайт.

Ошондуктан, электромагниттик толкунда энергия топтолот. Ал эми бул толкун езгермелуу электр жана магнит талааларынан тургандыктан, заряддалган конденсатордо энергия канаттарынын ортосундагы электр талаасы бар мейкиндикте сакталат деп жыйынтык чыгарууга болот.

Конденсатордогу энергияны электр талаасынын чыңалышы менен туюнтуп керелу, 3.5.4 формуланы жалпак конденсаторго колдонуп, анын сыйымдуулугун $C = \varepsilon\varepsilon_0 S/d$ пайдаланып, жана езгертуп

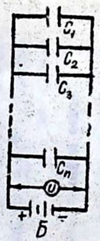
$$W = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 \frac{S}{d} U^2 = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 (U/d)^2 Sd$$

Мында $E = \frac{U}{d}$, $Sd = V$ келем экендигин эске алсак

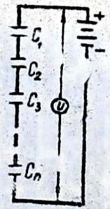
$$W = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 V \qquad (3.5.6.)$$

Бул конденсатордун канаттарынын аралыгында чыңалышы E болгон электр талаасы ээлеген V келемдегу энергия болуп эсептелет. Бул энергиянын тыгыздыгы

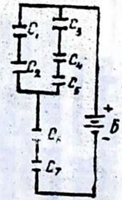
$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 \qquad (3.5.7)$$



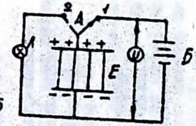
3.4.1-чийме



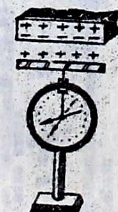
3.4.2-чийме



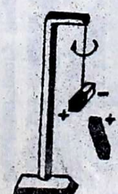
3.4.3-чийме



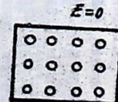
3.5.1-чийме



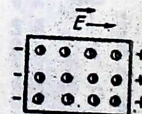
4.1.1-чийме



4.1.2-чийме



4.1.3-чийме



4.1.4-чийме

ошол талаанын чыңалышынын квадратына түз пропорциялаш экен.

Глава-4. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИЭЛЕКТРИКТЕР

4.1.Диэлектриктердин поляризацияланышы. Поляризация вектору $\vec{P}$

Электр талаасына диэлектриктерди киргизгенде, электр талаасы өзгөрөт. Диэлектриктердин электр талаасына тийгизген таасирин аныкташ үчүн тажрыйбага көңүл буралы (4.1. 1-чийме).Электрометрге жалпак конденсатордун бир канатын (тегерек жалпак металл)туташтырып аны заряддап, электрометрдин жебесинин абалын байкап коебуз. Эгерде электрометрдеги тегерек металлга кандайдыр бир диэлектрикти (китепти, айнек тилкесин ж.б.) жакындатсак, электрометрдин жебеси түшө баштайт, ал эми диэлектрикти кайра алыстатсак, жебе мурдакы абалына көтөрүлөт.

Заряддалган электрометрге өткөргүчтүн тилкесин жакындатсак, диэлектрикти жакындаткандагыдай эле кубулушту байкайбыз. Бирок, өткөргүчтү заряддалган нерсеге жакындатканда, анда заряд пайда болорун (индукция кубулушу) билебиз.Ошондуктан, диэлектрикти электр талаасына киргизгенде анда да заряддар пайда болот деген жыйынтыкка келүүгө болот. Бул ойду бекемдеш үчүн парафиндин бир бөлүгүн жибке байлап асып коелу. Заряддалган нерсени парафиндин бир учуна жакындатканда, ал заряддалган нерсени ээрчип бурула баштайт.Демек, парафиндин жакынкы учунда ага жакындаткан зарядка карама каршы белгидеги заряд пайда болот экен, ал эми парафиндин экинчи учунда да буга карама каршы белгидеги заряд пайда болот. 4.1.2-чийме

Ошентип, заряддалбаган диэлектриктерди электр талаасына киргизгенде, аларда оң жана терс электр уюлдары пайда болот экен. Мындай кубулушту диэлектриктердин поляризацияланышы, ал эми пайда болгон заряддарды поляризацияланган заряддар деп аташат.

Диэлектриктердеги поляризация кубулушу өткөргүчтөрдөгү индукция кубулушуна окшош. Бирок, алардын физикалык негиздери ар башка өткөргүчтөрдү электр талаасына киргизип туруп, ортосунан экиге бөлө кесип, талаадан чыгарсак бир бөлүгү оң зарядка, экинчи бөлүгү терс зарядка ээ бойдон калат. Ал эми диэлектрикти электр талаасына киргизип экиге бөлүп талаадан чыгарсак эки бөлүгүнөн тең заряддар жоголушат. Өткөргүчтөрдөгү мындай өзгөчөлүк, алардагы эркин электрондордун бар экендиги менен түшүндүрүлөт. Ал эми диэлектриктерде эркин электрондор жок. Диэлектриктердин электр талаасына киргизгенде кандай өзгөрүүлөр болоруна көңүл буралы. Электр талаасы жок кезде диэлектриктеги ар бир атом, молекула электронейтралдуу (4.I.3-чийме). Диэлектрикти электр талаасына киргизгенде молекулалардагы оң жана терс заряддар карама каршы багытты, көздөй жылышып, ар бир молекула электр диполуна айланышат. Диэлектриктин ичинде мурдагыдай эле оң заряддар менен жайланышкан терс заряддар өз ара жоюлушуп электронейтралдуу болот. Бирок, диэлектриктин бир учу оң заряддалса, экинчи учу терс заряддалат, б.а. поляризацияланган заряддар пайда болот (4.I.4-чийме). Эгерде диэлектриктин узундугу (электр талаасынын багыты боюнча) L болсо, учтарындагы эки карама каршы заряддардын электр ийини $\vec{P_i} = q\vec{L}$ болот. Бул вектор терс заряддан оң зарядды көздөй багытталат (4.I.5-чийме). Бирдик көлөмдөгү бул векторлордун вектордук суммасы диэлектриктин поляризация вектору деп аталат.

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^{N} \vec{P_i}}{V} \qquad (4.I.I)$$

Эгерде диэлектриктин көлөмүнүн ар кандай чекиттери үчүн вектору бирдей болсо, мындай поляризацияны бир тектүү деп аталат.

Поляризация вектору $\vec{P}$ белгилүү болсо поляризациялык заряддарды аныктоого болот. Негизинин аянты S узундугу L болгон призма түрүндөгү электр талаасындагы диэлектриктин бир учунда тыгыздыгы $+\sigma'$ экинчи учунда $-\sigma'$ болгон поляризацияланган заряддар пайда болот (4.I.5-чийме). Призманын электр ийини

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^{N} \vec{P_i} = \vec{\sigma'} S L = \vec{\sigma'} V \qquad (4.I.2)$$

Мында $V = SL$

4.I.I жана 4.I.2 -формулаларды салыштырып

$$P = \sigma' \qquad (4.I.3)$$

Поляризация вектору поляризацияланган заряддардын тыгыздыгына σ' барабар экендигин алабыз.

4.2. ДИЭЛЕКТРИКТЕГИ ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШЫ

Электр талаасынын чыңалышын $\vec{E}$ вакуумдагы бирдик оң зарядка аракет кылган күч катары аныктаганбыз.
Бул түшүнүктү диэлектрик бар кезде тактоо керек. Ал үчүн жалпак конденсатордун ичине диэлектрикти жайгаштырабыз (4.2.I-чийме). Эгерде конденсатордун канаттарындагы эркин заряддардын тыгыздыгы σ' болсо, ал эми диэлектрикте тыгыздыгы болгон поляризацияланган (түшелген) заряддар пайда болушат. Бул заряддар, тышкы электр талаасына $\vec{E}_0$ карама-каршы багыттагы $\vec{E}'$ талаасын түзүшөт,

$E_0 = \dfrac{\sigma}{\varepsilon_0}$ конденсатордун түзгөн электр талаасы,

$E' = \dfrac{\sigma'}{\varepsilon_0}$ диэлектриктеги пайда болгон ички талаа.

Диэлектриктеги жалпы талаа ушул эки талаанын вектордук суммасы катары аныкталат $\vec{E}_0 + \vec{E}$ б.а.

$$E = E_0 - E' = \frac{\sigma - \sigma'}{\varepsilon_0} \qquad (4.2.I)$$

Ошентип, диэлектриктеги электр талаасынын чыңалышы q, q' заряддардын тыгыздыктар менен аныкталат экен.
4.I.3.формуладан поляризацияланган заряддардын тыгыздыгы диэлектриктин поляризациялануу жөндөмдүүлүгү $\vec{P}$ векторуна барабар экендигин эске алсак, диэлектриктеги электр талаасы (4.2.I) төмөндөгүдөй жазылат

$$E = \frac{\sigma - P}{\varepsilon_0}$$ же болбосо

$$\varepsilon_0 E = \sigma - P \qquad (4.2.3)$$

Эгерде биз жалпак конденсатор үчүн $\sigma = D$ экендигин эске алсак, бул формуладан

$$D = \varepsilon_0 E + D \qquad (4.2.4)$$

барабардыгын алабыз. Мында $\vec{D}$ электр индукция вектору. Диэлектриктин поляризациялануу жөндөмдүүлүгү $\mathcal{P}$ электр талаасынын чоңдугуна көз каранды жана изотроптуу бир тектүү диэлектриктер үчүн электр талаасынын чыңалышына түз пропорциялаш,

$$\vec{\mathcal{P}} = \mathcal{L}\varepsilon_0\vec{E} \qquad (4.2.5)$$

4.2.4. жана 4.2.5 -формулаларды бириктирип.

$$\vec{D} = \varepsilon_0(1+\mathcal{L})\vec{E} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} \qquad (4.2.6)$$

Электр жылышуу вектору $\vec{D}$ жана электр талаасынын чыңалыш вектору $\vec{E}$ менен байланышын алабыз. Мында $\mathcal{L}$ диэлектриктик шыктуулук, ε диэлектриктүүлүк өтүмдүүлүк деп аталат.

Эми Остроградский-Гаусстун теоремасына тактоо киргизели.

$$\oint_S D_n dS = \sum_{i=1}^{k} q_i$$

Вакуум үчүн бул туюнтмада q эркин заряддарды түшүндүрчү. Ал эми электр талаасында диэлектрик болгондо анда поляризацияланган (тушалган) заряддар(σ')да пайда болот. Тушалган заряддар сырткы талаанын таасири астында пайда болорун, ал эми сырткы талааны эркин заряддар түзөрүн эске алсак, мурдагыдай эле теоремадагы заряддарды эркин заряддар деп түшүнүшүбүз керек.

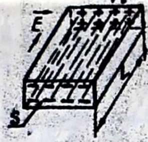
4.3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИЭЛЕКТРИККЕ АРАКЕТ КЫЛГАН МЕХАНИКАЛЫК КҮЧТӨР

Заряддалган нерселерди кагаз ж.б. жеңил диэлектриктерге жакындатканда алар тартыларын байкагансыз (4.3.I-чийме). Заряддалган нерсенин (тарактын) айланасында пайда болгон электр талаасындагы кагаздын бөлүгү поляризацияланат. Электр талаасы бул поляризация заряддарды, бир эле убакытта түртөт жана тартат. Заряддалган тарактын жакын жактарында электр талаасы күчтүү болгондуктан кагаз таракка тартылат,

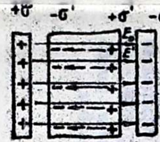
$$F = F_2 - F_1$$

$F_2 > F_1$ болгондуктан, $\vec{F} \uparrow\uparrow \vec{F_2}$ болот.

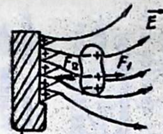
Мында F_2 тартылуу, F_1 түртүлүү, F -жыйынтыктоочу күч, тартылуу күчү боюнча багытталат.



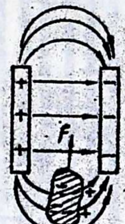
4.1.5- чизма



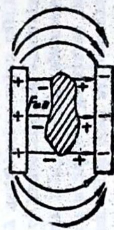
4.2.1- чизма



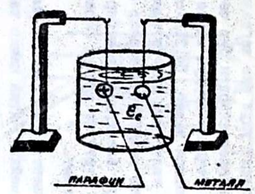
4.3.1- чизма



4.3.2- чизма



4.3.3- чизма



4.3.4- чизма

Эгерде ушул эле кагаздын майда белүгүн заряддалган жалпак конденсатордун бир четине алып келсек (4.3.2-чийме), ал конденсатордун ичине тартылып, анын орто четине кирип токтоп калат. (4.3.3-чийме). Себеби конденсатордун четинде талаа бир тектүү эмес, кагазга электр талаасы күчтүү жакты көздөй күч таасир этет. Ал эми конденсатордун ортосунда электр талаасы бир тектүү болгондуктан, тартуучу жана түртүүчү күчтөр барабар болушуп, кагаз кыймылсыз туруп калат.

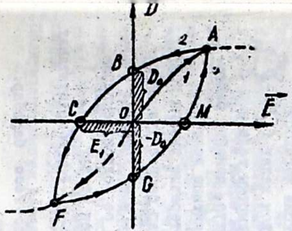
Ошентип, бир тектүү эмес электр талаасындагы диэлектрикке мейкиндиктин начар талаасынан күчтүү талааны көздөй күч таасир этет.
Диэлектрикке таасир эткен күч электр талаасынын квадратынын градиентине пропорциялаш экендигин көрсөтүүгө болот. Өзүңөр ойлонгонго мисал катары идишке куюлган суюктукка (ε_c) оң заряддалган парафин (ε_n) шарчасы жибке илинип турат. Ушул эле суюктукка жибке илинген метал шарчасы түшүрүлгөн. Металлдан жасалган шарча заряддалган парафинге түртүлөбү же тартылабы? Парафин ε_n менен суюктуктун ε_l диэлектриктин өтүмдүүлүктөрүнүн төмөнкү салыштырмалуу чоңдуктарын карап көргүлө (4.3.4-чийме).

1. $\varepsilon_n > \varepsilon_c$
2. $\varepsilon_n < \varepsilon_c$

4.4. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ

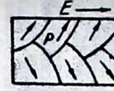
Кээ бир диэлектриктер, белгилүү шартта өзгөчө диэлектриктик касиеттерге ээ болот. Мындай касиеттер адегенде сегнет туздарында байкалгандыктан, диэлектриктердин бул тобун сегнетоэлектриктер деп аташкан.
Сегнет тузунун химиялык формуласы – $NaKC_4H_4O_6 4H_2O$ жана ал күчтүү анизотропиялык касиетке ээ.
Эгерде бул туздун белүгүн конденсатордун канаттарынын ортосуна, электр талаасынын күч сызыктары, кристаллдын белгилүү огуна жарыш кылып жайлаштырганда сегнетоэлектриктик касиет пайда болот. Бул касиеттер төмөнкү өзгөчөлүктөр менен айырмаланышат:

1. Температуранын белгилүү чегинде диэлектриктик

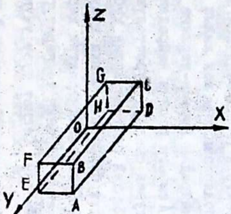


4.4.1-чизма

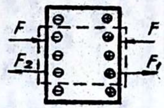
4.4.2-чизма



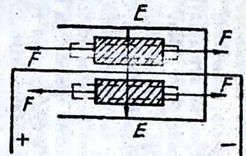
4.4.3-чизма



4.5.1-чизма



4.5.2-чизма



4.5.3-чизма

етүмдүүлүгү $\mathcal{E}$ өтө чоң мааниге жетет $\mathcal{E} \approx 10^4 - 10^5$ (салыштырыштыргыла; айнектики $\mathcal{E} = 7$, фарфордуку $\mathcal{E} = 5$)

2. Диэлектриктик өтүмдүүлүк сырткы электр талаасынын чоңдугуна жараша болот, б.а. $\mathcal{E} = f(E)$. Ошондуктан, жылышуу вектору $\vec{D}$ электр талаасынын чыңалыш векторуна $\vec{E}$ түз пропорциялаш болбойт (4.4.-I чийме)

3. Жылышуу векторунун $\vec{D}$ чоңдугу электр талаасынын чоңдугуна гана көз каранды болбостон, диэлектриктин мурдакы поляризацияланган абалына да жарапа болот.
Диэлектриктеги бул кубулуш гистерезис деп аталат (4.4.I-чийме). Электр талаасы өскөндө жылышуу вектору I-сызык боюнча өсүп кандайдыр бир талаанын чыңалышынан чекитинен баштап каныга баштайт (өсүш токтолот). Эгерде эми конденсатордогу талааны азайта баштасак анда $\vec{D}$ вектору мурдакы I-жол менен төмөндөбөстөн, AB жолу менен азаят, $\vec{E} = 0$ болгондо индукция $\vec{D}$ нөлгө барабар болбойт ($D = D_0$), б.а. диэлектрик сырткы талаа жок болсо да поляризацияланган бойдон калат.
Бул поляризацияны жок кылыш үчүн талаанын багытын карама каршыга өзгөртүп, чоңойто баштайбыз. Кандайдыр бир $E = -E_1$ болгондо, индукция D жок болот (С чекити). Ошол эле багыттагы талааны андан ары чоңойтуп олтурсак, D кайрадан каныга баштайт (F чекити). Эми бул талааны азайта баштасак, анда $\vec{D}$ 3-жол боюнча б.а. F-G сызыгын сызат.

Сырткы талаа жок болгондо, индукция жоголбойт б.а. диэлектрик поляризацияланган бойдон калат ($D = -D$) Эми бул поляризацияны жок кылыш үчүн сырткы талаанын $\vec{E}$ багытын кайрадан карама-каршыга өзгөртүп, чоңойто баштасак G-M-A сызыгы боюнча кайрадан A чекитине келебиз. Алынган тузак сыяктуу сүрөттөлүш - гистерезис тузагы деп аталат. Мындай гистерезистик кубулуштар сегнет тузуна гана мүнөздүү болбостон башка кошулмаларга да тиешелүү.

4. Сегнетоэлектриктик касиетке ээ болгон температуранын чегин Кюринин температурасы деп аталат (T_k).

Мисалы: Сегнет тузу үчүн $T_k = -15^\circ \div 22{,}5^\circ C$, метатитанат барий

$$(Ba_2 Ti_4 O_2): \ T_k \approx 80^\circ C, \ \mathcal{E} \approx 6000 - 7000 \text{ барабар.}$$

Сегнетоэлектриктерди эң чоң сыйымдуулуктагы конденсаторлорду жасоо үчүн пайдаланышат

Сегнетоэлектриктик өзгөчө касиеттер кандайча түшүндүрүлөт. Бул касиет квантомеханикалык физикада гана түшүндүрүлөт. Мындай кристаллдардын атомдору өзгөчө күчтөрдүн таасири астында күчтүү поляризацияланган аймактарды домендерди пайда кылышат. Сырткы электр талаасы жок кезде домендердин поляризациясы (поляризация вектору) баш аламан жайланышат (4.4 2-чийме). Ар бир домендин поляризациясы миңдеген, миллиондогон атомдордун поляризациясынын суммасына барабар. Бул диэлектрикти электр талаасына жайланыштырганда талаанын таасири астында домендерди поляризациясы бир багыттуу болушуп, анын жалпы поляризациясы домендердин поляризацияларынын суммасына барабар болот. Мындай күчтүү поляризация өтө чоң диэлектриктик өтүмдүүлүккө алып келет.

4.5. ПЬЕЗОЭЛЕКТРДИК ЭФФЕКТ

I. Түз пьезоэлектрдик эффект.

Жогоруда, сырткы электр талаасында диэлектриктердин поляризацияланышына көңүл бурдук. Кээ бир кристаллдарды кысканда же чойгондо, сырткы талаасыз эле алар поляризацияланышат экен. Бул кубулуш пьезоэлектрдик эффект деп аталат. Мындай кристаллдардын мисалы катары кварцты (SiO_2) карайлы. Кристаллдарда оптикалык ок деген багыттар (бир же бир нече) болот. Ал жөнүндө оптиканы өткөндө токтолобуз. Эгерде кристаллды оптикалык окко перпендикуляр (x) багытта кысса же чойсо (4.5.I-чийме) анда кристаллдын АВСД жана EFGH беттеринде поляризациялык карама-каршы тектеги заряддар пайда болот (узунунан болгон пьезоэлектрдик эффект). Эгерде кысууну, ошол эле багыттагы чоңга алмаштырсак кристаллдын бетиндеги заряддардын белгилери карама каршыга алмашат. Ошондой эле бул кристаллды "у" огу боюнча кыссак же чойсок ошол эле АВСД жана EFGH каптaлдарында карама каршы белгидеги поляризация заряддары пайда болот (туурасынан болгон пьезоэлектрдик эффект). Поляризацияланган заряддардын белгилери "Туурасынан" же "узунунан" кысканда же чойгондо бирдей болушат. Эгерде ушул кристаллды оптикалык октун багыты Z боюнча кыссак же чойсок анда поляризациялык заряддар пайда болбойт.

Поляризация векторунун чондугу, белгилуу чендеги деформациялоочу механикалык кучтун чондугуна пропорциялаш болот.

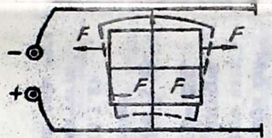
Пьезоэлектрдик касиетке кварцтан башка сегнет тузу да ээ. Сегнет тузунун пьезоэлектрдик касиети кварцка салыштырганда кучтуурек, бирок ал өтө эле морт келет.

Пьезоэлектрдик кристаллдар көптөгөн приборлордо колдонулат, мисалы грампластинкалардагы жазууларды окуш учун пьезоэлектрден жасалган ийнелерди (адаптер) колдонушат. Бул кубулушту ар турдуу деформацияларды (чоюлуу, ийилуу ж.б.) ченөө учун колдонулат. Ошондой эле пьезоэлектрдик микрофон, телефон ж.б. бар.
Пьезоэлектрдик эффект кристаллдардын кристаллдык тузулушу менен тушундурулөт. Бул кристаллдарда оң жана терс иондордон турган "ячейкалар" бири бирине кийишип турат жана кадимки абалында электроннейтралдуу. Кристаллды кысканда же чойгондо оң иондордон турган ячейкалар терс иондордон турган ячейкалардан жылышат да поляризацияланышат.

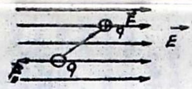
2. Тескери пьезоэлектрдик эффект. Эгерде пьезоэлектрдик кристаллды электр талаасына жайгаштырганда андагы поляризациялануу кубулушу деформацияга (кысылууга же чоюлууга) алып келет. Бул кубулуш тескери пьезоэлектрдик эффект деп аталат. Мындай тескери эффектин пайда болушу энергиянын сакталуу закону менен тушундурулөт. Чындыгында эле, пьезоэлектрдик кристаллды F кучу менен кысалык (4.5.2-чийме). Эгерде пьезоэлектрдик эффект болбосо, бул кучтун аткарган жумушу пластинканын серпилгич деформациясынын потенциалдык энергиясына барабар болор эле. Пьезоэффектеги заряддар электр талаасынын пайда болушун алып келет. Бул талаа кошумча энергияны өзүнө топтойт, б.а. бул энергияга ылайык кошумча F кучу талап кылынат экен.

Энергиянын сакталуу законуна ылайык тескери пьезоэлектрдик эффекте ушул куч кристаллды деформациялайт.

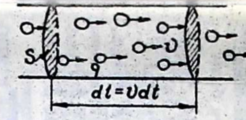
Эгерде пластинканы кысканда 4.5.2-чиймедегиде кор-



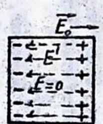
4.5.4 - чийме



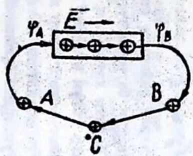
5.1.1 - чийме



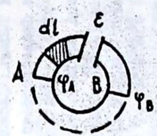
5.1.2 - чийме



5.2.1 - чийме



5.2.2 - чийме



5.2.3 - чийме

сетүлгендей поляризацияланса сырткы талаанын жардамы менен ушундай поляризацияны түзгенде, ал F_1 күчүнүн багыты боюнча чоюлат. Деформациянын белгиси (кысылуу же чоюлуу), тескери пьезоэффекте электр талаасынын багытына жараша болот. Эгерде электр талаасынын багытын карама каршыга өзгөртсөк деформациянын белгиси да тескериге өзгөрт . Ушул шарттарды пайдаланып ар түрдүү деформацияларды жасоого болот. 4.5.3-чиймеде эки пьезоэлементтердин чоюлушу, ал эми 4.5. 4-чиймеде эки пьезоэлементтердин чоюлушу, ал эми 4.5.4-чиймеде алардын ийилиши көрсөтүлгөн.

Түз жана тескери пьезоэффектер көптөгөн радио жана электроакустикалык аппаратураларда колдонулат

Глава-5.ТУРАКТУУ ТОК

5.I.Электр тогу жана анын пайда болуу шарттары

Эгерде электр талаасына эркин зарядды жайгаштырсак, бул зарядка талаа тарабынан таасир эткен күч

$$\vec{f_E} = q\vec{E} \tag{5 I.I}$$

барабар болот жана заряд кыймылга келет (5.I.I-чийме).

Ар кандай заряддардын багытталган кыймылы электр тогу деп аталат. Токтун багыты катары оң заряддардын кыймылынын багыты алынат. Электр тогун өткөрүү жөндөмдүүлүгү боюнча заттар экиге бөлүнүшөт-өткөргүчтөр жана изоляторлор (өткөрбөгүчтөр).Өткөргүч касиетине металлдар, белгилүү шарттарда кээ бир суюктуктардын аралашмасы, газдар ээ болушат. Металлдардагы электр тогу андагы эркин электрондордун кыймылы менен шартталат. Суюктуктардагы жана газдардагы электр тогу, белгилүү шарттарда аларда иондордун пайда болушуна байланыштуу.Электр тогун мүнөздөөчү чоңдуктар катары ток күчү жана токтун тыгыздыгы алынат.

Токтун чоңдугу (күчү) деп өткөргүчтүн кесилиш аянты S аркылуу убакыт бирдик ичинде өткөн заряддын саны аталат

$$I = \frac{dQ}{dt} \tag{5.I.2}$$

Эгерде бирдей убакыттын аралыгында, берилген өткөргүчтүн ар кандай кесилиш аянты аркылуу бирдей заряддардын саны өтсө, ток туруктуу деп аталат

$$I = \frac{dQ}{dt} = const \qquad (5.1.3)$$

Эгерде мындай шарт сакталбаса, өткөргүч аркылуу өткөн токту өзгөрмөлүү деп аталат.

Токтун чоңдугу СИ системасында Ампер (А) менен өлчөнөт. Ампер (А) СИ системасында, кг, m, с катарында негизги бирдик катары киргизилет. Өткөргүчтүн кесилиши аркылуу I сек I Кулон ($dQ = 1$ Кл) заряд өтсө, ток күчү I А барабар болот ($dt = 1$ сек).

Өткөргүчтүн бирдик аянтына туура келген ток, анын тыгыздыгы деп аталат,

$$j = \frac{I}{S} \qquad (5.1.4)$$

Ток, заряддардын багытталган кыймылы болгондуктан, токту мүнөздөөчү чоңдуктарды заряд жана анын кыймылын мүнөздөөчү чоңдуктар аркылуу туюнтурабыз.

Туурасынан кесилиш аянты S болгон өткөргүч аркылуу ϑ ылдамдыгы менен кыймылдаган ар биринин заряды q болгон бөлүкчөлөрдүн кыймылын карайлы (5.1.2-чийме). dt убактысында S аянтын, андан $dx = \vartheta dt$ аралыктан алыс эмес жайгашкан заряддар кесип өтө алышат. Өткөргүчтүн $dV = S dx = S\vartheta dt$ көлөмүндөгү dt убактысында S аянтын кесип өткөн заряддардын саны

$$dQ = nq dV = nq\vartheta S dt \qquad (5.1.5)$$

барабар, мында n -бирдик көлөмдөгү заряддардын саны.

Акыркы (5.1.5) туюнтманы пайдаланып, ток күчүнүн заряддарды мүнөздөөчү чоңдуктар аркылуу байланышын алабыз

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{nq\vartheta S dt}{dt} = nq\vartheta S \qquad (5.1.6)$$

Ал эми токтун тыгыздыгы

$$j = \frac{I}{S} = nq\vartheta \qquad (5.1.7)$$

барабар болот. Ылдамдык $\vec{\vartheta}$ вектордук чоңдук болгондуктан, токтун тыгыздыгы да вектордук чоңдук болот

$$\vec{j} = nq\langle\vec{\vartheta}\rangle \qquad (5.1.8)$$

$\langle\vartheta\rangle$ аркылуу заряддардын орточо ылдамдыгын белгилейбиз.

5.2. ЭЛЕКТР КЫЙМЫЛДАТКЫЧ КҮЧҮ. ЧЫҢАЛУУ

Эгерде өткөргүчтү электр талаасына жайгаштырсак, андагы эркин электрондор тез кыймылдап, оң жана терс заряддарга бөлүнүшүп, өткөргүчтүн ичиндеги талаа нөл болуп тез эле ток токтолот (5.I.I-чийме). Өткөргүч аркылуу ток жүрсүн үчүн мындай тең салмактуу абалды бузуу керек. Ал үчүн өткөргүчтүн бир учунда жыйналган оң заряддарды тынымсыз анын экинчи учуна ташып жеткирүү керек (5.2.2-чийме). Мындай шартта өткөргүчтөгү тең салмактуу абал бузулуп, АВ өткөргүчүндө заряддар кыймылга келип, ток пайда болот. Өткөргүчтүн A жана B учтарындагы потенциалдардын айырмасы $\Delta\varphi=\varphi_A-\varphi_B$ барабар. А учунан В га чейин заряддар талаанын багыты менен кыймылдаса, ал эми В учунан А га (ВСА жолу боюнча) заряддарды талаанын багытына каршы жылдыруу керек болот. Заряддарды электростатикалык талаанын багытына карама-каршы багытта ташуу үчүн <u>электростатикалык эмес</u> күчтү колдонуу керек. Мындай күчтөрдү <u>бөтөн</u> (сторонний) күчтөр деп аташат. Бөтөн күчтөр, химиялык механикалык, электромагниттик кубулуштардын негизинде пайда болушу мүмкүн.

Бөтөн күчтөрдүн заряддарды ташуудагы аткарган жумушун электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК) менен мүнөздөшөт.

<u>ЭКК</u> деп бөтөн күчтүн бирдик зарядды жылдыруудагы жумушу аталат

$$\mathcal{E}=\frac{A}{q} \tag{5.2.1}$$

Бөтөн күчтүн талаасынын чыңалышын E^* менен белгилесек, күчтүн өзүн f^* белгилеп

$$\vec{f}^*=\vec{E}^*q \quad \text{же} \quad \vec{E}^*=\frac{\vec{f}^*}{q} \tag{5.2.2}$$

туюнтмаларды алабыз

Бөтөн күчтүн туюк чынжыр аркылуу аткарган жумушу

$$A=\oint_L L_e^* dl=q\oint_L E_e^* dl \qquad E_e^*=E\cos\alpha \tag{5.2.3}$$

5.2.I формуланы пайдаланып,

$$\mathcal{E}=\oint_L E_e^* dl \tag{5.2.4}$$

туюнтманы алабыз.

Бул интеграл (ЭКК) сан жагынан бөтөн күчтөрдүн туюк чынжыр боюнча бирдик зарядды жылдыруудагы аткарган жумушуна барабар.

$\bar{E}^*$ векторунун жылыш векторуна dl проекциясын E_l^* менен белгиледик. Бул жумуш бөтөн чыңалуунун циркуляциясы нөлгө барабар эмес экен. Мунун себеби, бөтөн күчтөрдүн электр талаасынын күч сызыктары туюк болушу (5.2.2-чийме)

Чынжырдын АВ, бөлүгүнө аракет кылган ЭКК

$$\mathcal{E}_{AB} = \int_A^B E_l\, dl \qquad (5.2.5)$$

барабар. Ал эми чынжырдын АВ бөлүгүнд зарядка электростатикалык талаасы таасир кылат.

$$\bar{f}_E = q\bar{E} \qquad (5.2.6.)$$

чынжырда зарядка таасир этүүчү жалпы күч

$$\bar{f} = \bar{f}_E + \bar{f}^* = q(\bar{E} + \bar{E}^*) \qquad (5.2.7)$$

Ошондуктан, чынжырдын АВ бөлүгүндө зарядды жылдырууга кеткен толук жумуш

$$A_{AB} = q\int_A^B (E_e^* + E_e)\,dl = q\int_A^B E_e\, dl + q\int_A^B E_e\, dl$$

Эгерде 5.2.5-формуланы жана $\Delta\varphi = \int_A^B E_e dl$ потенциалдардын айырмасы же чыңалуу экендигин эске алсак, анда

$$A_{AB} = q\mathcal{E}_{AB} + q(\varphi_A - \varphi_B)$$

туюнтманы алабыз. Эгерде чынжырды туюктасак (А учу В менен дал келет) $\varphi_A = \varphi_B$ $A = q\mathcal{E}$

чынжырга аракет кылган ЭКК($\mathcal{E}$) ушул

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} \qquad (5.2.9)$$

Туюк чынжыр боюнча бирдик зарядды жылдыруу үчүн аткарылган жумушка барабар. ЭКК булактары катары гальваникалык элементтер, электромагниттик индукция кубулушу, механикалык жылыш ж.б. колдонууга болот.

5.3. МЕТАЛЛДАРДЫН ЭЛЕКТР ӨТКӨРҮМДҮҮЛҮГҮ.

Металлдардагы ток өткөрүүчүлөрдүн жаратылышы

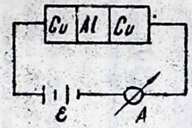
Металдардагы ток өткөрүүчүлөрдүн жаратылышын аныктоо үчүн жүргүзүлгөн тажрыйбаларга көңүл буралы.

I. Рикенин тажрыйбасы (1901ж) Рике цилиндр түрүндөгү эки жез, бир алюминий өткөргүчтөрүнүн учтарын тегиздеп, тазалап жана тараазага тартып, бири бирине жез -алюминий-жез кылып учтарын тийиштирип, удаалаш туташтырган (5.3.1-чийме). Ушундай өткөргүчтөрдүн тизмеги аркылуу бир жыл бою бир багытта чоң ток өткөргөн. Бир жылдан кийин цилиндрлерди ажыратып алып тартып көрсө, алардын салмагы өзгөргөн эмес. Демек, электр тогун атомдор же молекулалардын бир багыттуу эркин кыймылы менен байланышпайт экен. Токту ташуучу бөлүкчө ар кандай зат үчүн бирдей болуш керек. Мындай бөлүкчө, 1897 жылы англиялык окумуштуу Дж.Дж.Томсон , электрон болушу мүмкүн деген жыйынтыкка келген. Бирок, электрон экендигин аныктоо үчүн, өткөргүчтөрдөгү токту ташуучу бөлүкчөнүн зарядын жана массасын аныктоо керек эле. Ал үчүн коюла турган тажрыйба, "Эгерде өткөргүчтө эркин кыймылдоочу жеңил заряддалган бөлүкчө болсо, кыймылда болгон өткөргүчтү кескин токтотконда, андагы заряддалган бөлүкчөлөр инерция боюнча кыймылын улантып, анын алдыңкы учуна топтолуп, өткөргүчтүн учтарында потенциалдардын айырмасы пайда болушу керек" -деген ой жүгүртүүгө негизделиши керек (5.3.2-чийме).

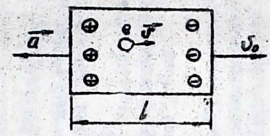
Мындай идеяны 1913 жылы Мандельштам жана Папалекси ишке ашырыш үчүн 500 метр зымдан катушка жасап, аны чоң ылдамдыкта айландырып (оромонун сызыктуу ылдамдыгы 300 м/с) кескин токтотушкан (5.3.3-чийме). Анда, катушкага туташтырылган звонок шыңгылдаган. Тормоздоо убакысында өткөргүчтө пайда болгон зарядды Гальвонометр менен өлчөшкөн (Тольмен, Стюарт, 1916 ж).

Анда $(q/m) = 1{,}6 \cdot 10^{11}$ Кл/кг бөлүкчөнүн зарядынын массасына болгон катышы электрондукуна жакын болуп чыкты, $(e/m) = 1{,}76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг

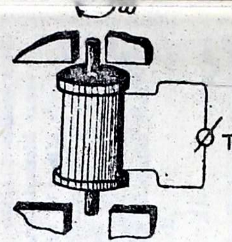
Электрондун зарядынын чоңдугун 1904 жылы Милликен аныктаган $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл . Эми Стюарт-Тольмендин тажрыйбасындагы салыштырмалуу заряддын чоңдугунан $(q/m) = 1{,}6 \cdot 10^{11}$ Кл/кг өткөргүчтөгү ток ташыган бөлүкчөнүн массасын $m = 10^{-30}$ кг деп, б.а. суутектин атомунун массасынан 2000 эсе кичине болот экен. Ошентип бул тажрыйбалардан, өткөргүчтөрдөгү ток ташуучу бөлүкчөлөр эркин_электрондор экендиги толук аныкталган.



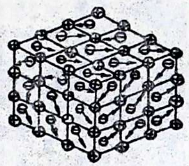
5.3.1-ЧИЙМЕ



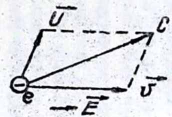
5.3.2-ЧИЙМЕ



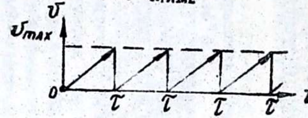
5.3.3-ЧИЙМЕ



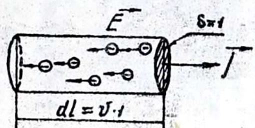
5.4.1-ЧИЙМЕ



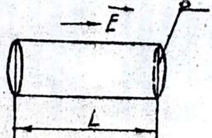
5.4.2-ЧИЙМЕ



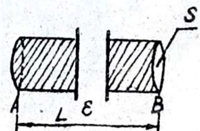
5.4.3-ЧИЙМЕ



5.4.4-ЧИЙМЕ



5.4.5-ЧИЙМЕ



5.4.6-ЧИЙМЕ

5.4. МЕТАЛЛДАРДЫН ЭЛЕКТР ӨТКӨРҮМДҮҮЛҮГҮНҮН КЛАССИКАЛЫК ЭЛЕКТРОНДУК ТЕОРИЯСЫ

Туруктуу токтун закондору

Металлдардагы эркин электрондор бар экендигин эске алышып Друде жана Лоренц металлдардын электр өткөрүмдүүлүгүнүн классикалык электрондук теориясын түзүшкөн. Металлдар катуу абалга өтүүдө, атомдордун кристаллдык торчолорго биригүүсүндө, атомдордун ортосундагы эң күчтүү аракеттердин натыйжасында алардын валенттүү электрондору атомдордон ажырап, металл боюнча эркин кыймылдоого мүмкүнчүлүк алат. Мындай эркин электрондорду иондук торчолордун ичиндеги газ катары кароого болот (5.4.I-чийме). Бир валенттүү атомдор бирден, эки валенттүү атомдор экиден электрондорду бошоторун жана $1м^3$ металл $\sim 10^{29}$ атомдордон турарын эске алсак, $1м^3$ көлөмдөгү металлда

$$n \approx 10^{28} \div 10^{29} м^{-3}$$

эркин электрондор болорун аныктайбыз Друде жана Лоренц мындай "электрондук газды" идеалдуу газ катары каралкан.

Классикалык электрондук теориянын негизги жоболору катары төмөнкү аксиомалар алынат:

I. Металлдар кристаллдык торчолордон турат. Мындай торчолордун түйүндөрүндө оң заряддалган иондор жайланышып, торчолордун ичинде эркин электрондор баш аламан (жылуулук) кыймылда болушат.

2. Металлдардагы электрондорду идеалдык газ катары кароого болот. Бул электрондор өз ара жана торчодогу иондор менен кагылышып, электрондук газ жана иондук торчолор бирдей температурага ээ болушат. Ошондуктан, электрондордун баш аламан орточо кинетикалык энергиясы

$$\bar{\varepsilon}_к = \frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2}kT \qquad (5.4.I)$$

барабар, ал эми электрондордун орточо квадраттык ылдамдыгы

$$\bar{u}_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \qquad (5.4.2)$$

барабар болушат, мында $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К Больцмандын туруктуу саны, $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг электрондун массасы.

Кадимки биз жашаган бөлмөдөгү температурадагы электрондордун орточо квадраттык ылдамдыгын ушул формула менен эсептеп көрсөк
$$(T = 273 + 27 = 300\,K)$$

$$\bar{u} \approx 10^5 \text{ м/с} \tag{5.4.3}$$

барабар болот. Бул ылдамдык мылтыктын огунун ылдамдыгынан миң эсеге чоң. Электрондордун эркин учуу аралыгы λ болжол менен кристаллдагы торчодогу иондордун ортосундагы аралыкка барабар, ал эми бул эркин учуу убактысы

$$\tau = \frac{\lambda}{u} \tag{5.4.4}$$

болот. Эгерде металлдын ичинде чыңалышы E болгон электр талаасын түзсөк, андагы электрондор багыттуу кыймылга ээ болушат. Багыттуу кыймылдын ылдамдыгын $\bar{v}$ менен белгилесек, электрондун ылдамдыгы баш аламан кыймылдын ылдамдыгы жана багыттуу кыймылдын $\bar{u}$ ылдамдыгынын вектордук суммасына барабар болот (5.4.2-чийме)

$$\bar{c} = \bar{u} + \bar{v} \tag{5.4.5}$$

Металлдагы электрондор боюнча бул ылдамдыктын орточосун тапсак,

$$\sum_{i=1}^{N} \bar{c}_i = \sum_{i=1}^{N} \bar{v}_i + \sum_{i=1}^{N} \bar{u}_i = \langle \bar{v} \rangle \tag{5.4.6}$$

барабар болот, себеби баш аламан ылдамдыктардын суммасы $\left(\sum_{i}^{N} \bar{u}_i = 0\right)$ нөлгө барабар болот. Ошентип, электрондордун орточо багытталган ылдамдыгынын $\langle \bar{v} \rangle$ багыты электр талаасынын багыты менен бир окто жатат жана карама каршы багытталат.

Эми ушул багытталган ылдамдыктын чоңдугун эсептеп көрөлү. Ал үчүн 5.1.8-формуладан
$$\langle \bar{v} \rangle = \frac{j}{ne}$$
туюнтуп жана $j = 10\,А/мм^2 = 10^7\,Кл/м^2с$ токтун тыгыздыгын алалы. Жез өткөргүчү үчүн $n = 8 \cdot 10^{28}\,м^{-3}$

$$\langle v \rangle = 8 \cdot 10^{-4}\,\text{м/с} \tag{5.4.7}$$

табабыз. Бул ылдамдыктын сан маанисин, баш аламан ылдамдыкты (5.4.3) менен салыштырсак, баш аламан кыймылдын ылдамдыгы $\bar{u}$ багыттуу кыймылдын $\bar{v}$ ылдамдыгынан ($\bar{u} \gg \langle v \rangle$)

экендигин керебуз. Бул салыштыруудан, еткергучте етуп жаткан ток, андагы электрондордун ортоцо кинетикалык энергиясына жана эркин учуу аралыгына таасири тийгизбей тургандыгын керебуз.

Эми еткергуч аркылуу еткен токтун закон ченемдуулугуне классикалык электрондук теориянын негизинде тушундурууге кенул буралы.

I. Омдун дифференциалдык закону. Электр талаасында заряды e болгон электронго

$$\vec{f} = e\vec{E} = m\vec{a} \tag{5.4.8}$$

куч таасир этет жана анын талаадан алган ылдамдыгы

$$\vec{a} = (\vec{f}/m) = (e/m)\vec{E} \tag{5.4.9}$$

барабар болот. Ошондуктан, эркин учуу аралыгында электрон $\vec{a}$ ылдамдануусу менен учат. Мындай электрон, эркин учуу жолунун акырында ион менен кагылышып, езунун энергиясын толугу менен ионго берип, ылдамдыгын жоготот ($\upsilon_{min} = 0$ 5.4.3-чийме),

$$a = \frac{\upsilon_{max} - \upsilon_{min}}{\tau} = \frac{\upsilon_{max}}{\tau} \tag{5.4.10}$$

Мындан жана (5.4.4), (5.4.10) формулаларды пайдаланып

$$\upsilon_{max} = a\tau = e/m\, E\tau = \frac{e}{m}\frac{\lambda}{u}E, \tag{5.4.11}$$

багытталган ылдамдык $\vec{\upsilon}$ менен электр талаасынын чыңалышынын ортосундагы байланышты табабыз. Электрондордун ортоцо ылдамдыктын

$$\langle \upsilon \rangle = \frac{\upsilon_{max} + \upsilon_{min}}{2} = \frac{\upsilon_{max}}{2} = \frac{e}{2m}\cdot\frac{\lambda}{u}E \tag{5.4.12}$$

аныкталат. Мында $\frac{e}{2m}\cdot\frac{\lambda}{u} = b$ электрондун сергектиги деп аталат жана ал электр талаасынын чыңалышына кез каранды эмес. Бул формуланы токтун тыгыздыгынын туюнтмасына (5.4.4) коюп

$$j = \frac{1}{2}\frac{ne^2\lambda}{mu}E \tag{5.4.13}$$

Омдун дифференциалдык законунун формуласын алабыз, же

$$j = \sigma E \tag{5.4.14}$$

Мында

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{ne^2\lambda}{mu} \tag{5.4.15}$$

еткөргүчтүн салыштырмалуу_еткөрүмдүүлүгү деп аталат. Бул чоңдук өткөргүчтүн касиетине (n, λ) жана анын чөйредөгү абалына ($\bar{u} = f(T)$) жараша болот экен. Ошентип, токтун тыгыздыгы j (туурасынын кесилиш аянты ($S = I$) бирге барабар болгон токтун күчү), электр талаасынын чыңалышына түз пропорциялаш экен жана өткөргүчтүн салыштырмалуу өткөрүмдүүлүгүнө жараша болот. Өткөргүчтүн салыштырмалуу каршылыгы, анын салыштырмалуу өткөрүмдүүлүгүнө тескери пропорциялаш

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m\bar{u}}{ne^2\lambda} \qquad (5.4.16)$$

экендигинен, өткөргүчтөрдүн каршылыгы алардагы эркин электрондордун кристалдык торчонун түйүндөрүндө жайланышкан иондор менен кагылышкандын натыйжасы экендиги келип чыгат. Бир бирдик кесилишке ($S = 1$) жана узундукка $dl = \bar{v}dt = \bar{v}\cdot 1$) ээ болгон өткөргүч аркылуу өткөн токтун законун (5.4.14) карадык (5.4.4-чийме).

.Омдун чынжырдын бир тектүү бөлүгү үчүн закону. Узундугу L жана кесилиши S болгон өткөргүч аркылуу өткөн токтун законун табыш үчүн (5.4.14-формуланы L жана S боюнча интегралдайбыз б.а.

$$\int_L \int_S j\,dS\,dl = \int_L \int_S \sigma E\,dS\,dl$$

ында j жана σ-өткөргүчтүн узун, туурасына көз каранды емес. Ошондуктан алардын интегралдын сыртына чыгарабыз

$$j \int_S dS \int_L dl = \sigma \int_S dS \int_L E\,dl$$

ындан $U = \int_L E\,dl$ экендигин эске алып,

$$jSL = \sigma SU \qquad (5.4.17)$$

абабыз. Ал эми $jS = I$ жана $\sigma = \frac{1}{\rho}$ экендигин эске алып жана

$$R = \rho\frac{L}{S} \qquad (5.4.18)$$

елгилеп, 5.4.17- формуладан

$$I = \frac{U}{R} \qquad (5.4.19)$$

улнтманы алабыз. Бул узундугу L , кесилиши S болгон ынжырдын бөлүгү үчүн Омдун интегралдуу закону, же кыскача, ынжырдын бөлүгү үчүн Омдун закону деп аталат (5.4.5-чийме) ында R-өткөргүчтүн каршылыгы деп аталат жана ал өткөргүч-тегине (ρ), узундугуна жана кесилиш аянтына жараша болот экен.

3.Омдун ар тектүү чынжыр үчүн закону ЭКК булагына туташтырылган өткөргүчтүн бөлүгү үчүн законун табалы (5.4.6-чийме).Мындай чынжыр үчүн Омдун дифференциалдык законун (5.4.14) төмөндөгүдөй жазып алууга болот.

$$j = \sigma(E + E^*) \tag{5.4.20}$$

Мында E^* бөтөн күчтүн талаасынын чыңалышы.Бул формуланы өткөргүчтүн бөлүгүнүн узундугу L жана кесилиш S боюнча интегралдан

$$j\int_S dS\int_L dl = \sigma\int_S dS\left[\int_L E_e dl + \int_L E_e^* dl\right]$$

Мурда бизге

$$\int_A^B E_e\,dl = U_{AB}, \quad \int_A^B E_e^*\,dl = \mathcal{E}_{AB}$$

экендиги белгилүү. Ошондуктан,

$$jSL = \sigma S(\mathcal{E}_{AB} + U_{AB}) = \frac{1}{\rho}S[U_{AB} + \mathcal{E}_{AB}]$$

Мындан

$$I = \frac{U_{AB} + \mathcal{E}_{AB}}{R + r} = \frac{U_{AB} + \mathcal{E}_{AB}}{R_T} \tag{5.4.21}$$

Мында $R_T = R + r$ -чынжырдын бөлүгүнүн толук каршылыгы, R-сырткы өткөргүчтүн, r-ЭКК булагынын ички каршылыгы, $\mathcal{E}_{AB}$ жана U_{AB} тандалган өткөргүчтүн бөлүгүнө аракет кылган ЭКК жана анын учтарындагы потенциалдардын айырмасы.
Биз тапкан 5.4.21-формула, Омдун бир тектүү эмес чынжырдын бөлүгүнүн закону деп аталат.
4.Бир тектүү эмес чынжырды туюктасак $U_{AB} = 0, \mathcal{E}_{AB} = \mathcal{E}$ (5.2.3-чийме)

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r} \tag{5.4.22}$$

Омдун туюк чынжыр үчүн законун алабыз.
5.Джоуль-Ленцтин закону электрондук теория ток өтүп жаткан өткөргүчтөн жылуулук бөлүнүү кубулушунун себебин түшүндүрө алат. Чындыгында эле электрондун эркин учуунун убагында электр талаасынан алган кинетикалык энергиясы (5.4.11- формуланы пайдаланып)

$$\Delta\mathcal{E}_k = \frac{m\,U_{max}^2}{2} = \frac{e^2\lambda^2}{2m\bar{U}^2}E^2 \tag{5.4.23}$$

барабар болот. Ар бир электрон ион менен кагышканда бул энергияны иондук торчого берет жана металлдын ички энергиясы жогорулап, ал ысый баштайт.

Ар бир электрон секундасына $\nu = 1/\tau = \bar{u}/\lambda$ жолу иондор менен кагылышат. Ошондуктан, бир секундадагы бирдик келемдегү электрондордун бир секундада кристаллдык торчого берген энергиясы

$$W = n\nu\Delta\mathcal{E}_k = \frac{ne^2\lambda^2}{2m\bar{u}^2}\cdot\frac{\bar{u}}{\lambda}E^2 \qquad (5.4.24)$$

барабар болот. Мында n бирдик келемдегү электрондордун саны, жана

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{m\bar{u}}$$

экендигин эске алсак

ал энергия

$$W = \sigma E^2 \qquad (5.4.25)$$

барабар болот.

Бул формула Джоуль-Ленцтин дифференциалдык закону деп аталат жана ал ток өтүп жаткан бирдик келемдүү өткөргүчтөн бир секундада бөлүнүп чыккан жылуулукту мүнөздөйт. (5.4.4-чийме).

Узундугу L, туурасынан кесилиши S болгон өткөргүчтөн t убактысында бөлүнүп чыккан жылуулукту табыш үчүн 5.4.25-формуланы L, S жана t боюнча интегралдоо керек (5.4.5-чийме)

$$\iiint\limits_{SLt} w\,dS\,dl\,dt = \iiint\limits_{SLt} \sigma E^2 dS\,dl\,dt$$

Бул барабардыктын сол жагын Q тамгасы менен белгилеп, $j = \sigma E$ экендигин эске алып

$$Q = j\int_S dS\int_t dt\int_L E\,dl = jSUt$$

же ток өтүп жаткан өткөргүчтөн t убактысында бөлүнүп чыккан жылуулук

$$Q = IUt \qquad (5.4.26)$$

барабар болот.

Бул формула Джоуль-Ленцтин интегралдуу закону деп аталат б.а. ток өтүп жаткан өткөргүчтөн бөлүнүп чыккан жылуулук Q токтун күчүнүн I өткөргүчтүн кесиндисинин учтарындагы чыңалуунун U жана убакыттын t көбөйтүндүсүнө барабар экен.

5.5. КЛАССИКАЛЫК ЭЛЕКТРОНДУК ТЕОРИЯНЫН КЕМЧИЛДИКТЕРИ

Өлентип, электрондук теория тажрыйбалардан алынган Омдун, Джоуль-Ленцтин закондорун туура түшүндүрө алат. Бирок, ал турактуу токтун кээ бир закондорун туура түшүндүрө албайт.

I. Өткөргүчтүн каршылыгынын температурадан болгон көз карандылыгы тажрыйбада төмөндөгүдөй түшүндүрүлөт.

$$R_t = R_0(1+\alpha t) = \alpha R_0 T \qquad (5.5.1)$$

Мында t-Цельсия шкаласы боюнча температура, T-абсолюттук температура шкаласы, α-каршылыктын температуралык коэффициенти, R_0-нөл градус температурадагы каршылык (5.5.1-чийме). Ал эми классикалык электрондук теориядан, (5.4.16, 5.4.2. формуладан)

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m\bar{u}}{n\,2e^2} \sim \bar{u} \sim \sqrt{T} \sim T^{1/2} \qquad (5.5.2)$$

каршылык температуранын 1/2 даражасына түз пропорциялаш экендигин көрөбүз. Ал эми тажрыйбадан алынган формулада (5.5.1) каршылык $R \sim \rho \sim T$ температуранын биринчи даражасына түз пропорциялаш экендиги көрүнөт.

Өлентип, электрондук теория температура өскөндө, өткөргүчтүн каршылыгы чоңоерун туураң туура түшүндүрө албайт экен.

2. Өзгөчө өткөрүмдүүлүк (сверхпроводимость)

5.5.1-формуладан, температура нөлгө умтулганда, өткөргүчтүн каршылыгы да нөлгө умтулары көрүнүп турат, б.а. $T=0$ болгондо $R_t=0$. Бул закон биз жашаган чөйрөдөгү температуранын өзгөрүү чектери үчүн туура болот. 20-кылымдын башында газдарды суюктукка айландырууну жана алардын жардамы менен өтө төмөнкү (абсолюттук нөлгө жакын) температураны алууну үйрөнүштү, өтө төмөнкү температурадагы өткөргүчтөрдүн каршылыктарын изилдеп, Голландиялык окумуштуу Камерлинг-Оннес, 1911 жылы сымаптын каршылыгы $T=4{,}2K$ (суюк гелийдин кайноо температурасы) тап такыр жоголуп кетерин байкады (5.5.1-чийме) кийинчерээк, сымаптан башка кээ бир заттар төмөнкү температураларда каршылыктарын жоготору аныкталды.

өткөргүчтөрдүн төмөнкү температурадагы каршылыктарын жоготуу кубулушу өзгөчө өткөрүмдүүлүк, жана мындай өткөргүчтөрдү өзгөчө өткөргүчтөр деп аташты . Ар бир өзгөчө өткөргүчкө өзүнчө температуранын чеги туура келет (T_r). Эгерде өткөргүчтүн температурасы ушул температурадан төмөн болсо ($T<T_r$), өзгөчө өткөрүмдүүлүк пайда болот, ал эми $T>T_r$ болгондо бул кубулуш жоголот. Өткөргүч өзгөчө өтүмдүүлүк абалына өткөндө, магнит талаасын сүрүп чыгат, б.а. ар бир өзгөчө өткөргүчтөр үчүн чектүү магнит талаасынын чыңалышы H_r туура келет. ~~Эгерде сырткы магнит талаасынын чыңалышы туура келет~~. Эгерде сырткы магнит талаасынын чыңалышы $H>H_r$ болсо, $T<T_r$ экендигине карабастан өзгөчө өткөрүмдүүлүк жоголот.

1980-жылдардын аяк чендерине чейин өзгөчө өткөрүмдүүлүктүн чеги 23 Кельвинден (К) көтөрүлбөдү (-250°С) Ошондуктан, мындай кубулуш өтө төмөнкү температурадагы өзгөчө өткөрүмдүүлүк деген атка конду. Бирок, 1988 -жылы немец окумуштуулары кээ бир кошулмалар (керамика) ~100К температурадагы өзгөчө өткөрүмдүүлүктү алууга жетишишти. Бул, акыркы жылдардагы илимдеги эң чоң ачылыш болду. Кээ бир кошулмалар, айрым бир шарттарда, комнаталык температурада (300 К) өзгөчө өткөрүмдүүлүк касиетке ээ болору байкалды. Бул кубулуш жогорку температуралуу өзгөчө өткөрүмдүүлүк (ЖТӨӨ) деп аталып калды. Бул кубулуштун негизинде жаңы приборлор, жаңы системалар курула баштады.

Өзгөчө өткөрүмдүүлүк кубулушу классикалык электрондук теория менен түшүндүрүлбөйт. Ал үчүн кванттык теория колдонулат.

Ошентип, электрондук теория өткөргүчтүн каршылыгынын температурадан болгон көз карандылыгын түшүндүрүүгө жетиштүү моделди күчагына албайт экен.

3. Видеман-Францтын закону

Металлдар жогорку электр өткөрүмдүүлүгүнө жана ээ болбостон, жогорку жылуулук өткөрүмдүүлүгүнө да ээ. Анын бул касиеттери эркин электрондор менен түшүндүрүлөт. Видеман-Франц эмпирикалык жол менен өткөргүчтөрдүн жылуулук өткөрүмдүүлүгүнүн анын электр өткөрүмдүүлүгүнө болгон катышы бардык металлдар үчүн бирдей жана температурага түз пропорциялаш деген законду аныкташкан. Металлдагы электрондорду "идеалдуу газ" деп алганбыз. Анын жылуулук өткөрүмдүүлүгү

$$\chi = \frac{1}{2} n k \bar{u} \lambda \tag{5.5.3}$$

Бул туюнтманы 5.4.15 -туюнтмага койсок

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{1}{2} \frac{k n \bar{u} \lambda}{n e^2 \lambda} 2 m u = k \frac{m \bar{u}^2}{e^2}, \quad \frac{m \bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} k T$$

эске алып

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right) T \tag{5.5.4}$$

барабар болот. Эгерде Максвеллдин теориясындагы газдардын молекулаларынына ылдамдыктардын бөлүнүшүн эске алсак, 5.5.4.-формулада "3" коэффициентинин ордуна "2" коюлушу керек. Ошентип, теория менен эксперименттин ортосундагы айрыма (3/2) эсе болот экен.

Классикалык электрондук теория булардан башка дагы металлдардын жылуулук сыйымдуулугун туура түшүндүрө албайт.

Бул классикалык теориядагы кыйынчылыктар, анын толук эмес экендигин көрсөтөт. Бул түшүндүрүлбөгөн кубулуштарды квант механикасында түшүндүрүлөт.

5.6. ОМДУН ЖАЛПЫЛАНГАН ЗАКОНУ ЖЕ ТАРМАКТАЛГАН ЧЫНЖЫР ҮЧҮН КИРХГОФТУН ЗАКОНДОРУ.

Тармакташкан чынжырлардын айрым бөлүктөрүндөгү токторду аныктоо кыйынчылыктарга алып келет. Мындай чынжырлар үчүн Кирхгофтун (закондорун) эрежелерин колдонулат. Мындай эреже экөө:

I. Чынжырдын түйүнүнө кирген токтордун алгебралык суммасы нөлгө барабар (5.6.I-чийме)

$$\sum_{k=1}^{n} I_k = 0 \tag{5.6.I}$$

түйүн деп экиден көп өткөргүчтөрдүн туташкан чекитти айтабыз. Эгер ток түйүнгө кирсе бир белги менен алынса, андан чыккан ток карама-каршы белги менен алынат. 5.6.2-чиймедеги A,B,C, Д,E -чекиттери түйүндөрдү түзүшөт. Бул түйүндөрдүн аралыгында каршылыктар $r_1, r_2, r_3 \dots$, ЭКК булактары $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3 \dots$ болушат.

II. Ар бир туюк чынжырдагы каршылыктардын алар аркылуу өткөн токторго болгон көбөйтүндүлөрүнүн (каршылыктардагы потенциалдардын төмөндөшү) алгебралык суммасы андагы ЭКК (электр кыймылдаткыч күчтөрүнүн) алгебралык суммасына барабар

$$\sum_{i=1}^{n} I_i R_i = \sum_{i=1}^{k} \mathcal{E}_i \qquad (5.6.2)$$

Акыркы формуланы жайып жазуу үчүн төмөнкү аракеттерди жасоо керек: I. Чынжырдын ар бир элементи аркылуу өтүүчү токтун багытын шарттуу түрдө көрсөтүү;

2. Туюк чынжырдын элементтерин кыдыруу багытын тандоо (сааттын жебесинин айлануу багыты боюнча же карама-каршы (5.6.2-чийме).

Эгерде токтун багыты менен кыдыруу багыты дал келсе $I_i R_i$ оң белги менен карама каршы болсо терс белги менен жазылат. Ошондой эле ток ЭКК булагынын оң уюлунан чыгып, терс уюлуна кирсе $\mathcal{E}_i$ оң белги менен алынат.

Мисалы; $ABCEA$ чынжыры үчүн:

$$I_1 r_1 + I_2 r_2 - I_3 r_3 - I_4 r_4 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_4 \qquad (5.6.3)$$

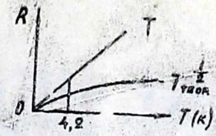
$ABCDA$ чынжыр үчүн:

$$I_4 r_4 + I_3 r_3 - I_6 r_6 - I_7 r_7 = -\mathcal{E}_4 - \mathcal{E}_6 + \mathcal{E}_7 \qquad (5.6.4)$$

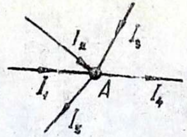
түйүну үчүн Кирхгофтун биринчи закону

$$I_4 - I_3 - I_5 = 0 \qquad (5.6.6)$$

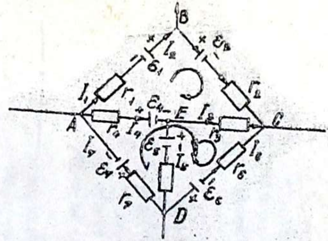
Мындай теңдемелердин саны тармактан чынжырдагы белгисиз параметрлердин ($I, R, \mathcal{E}$ ж.б) санына барабар болуу керек. Бул алгебралык теңдемелердин системасынан белгисиз керектүү параметрлерди аныктоого болот.



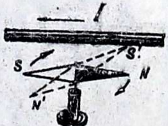
5.5.1 - ЧИЗМА



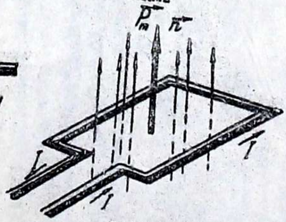
5.6.1 - ЧИЗМА



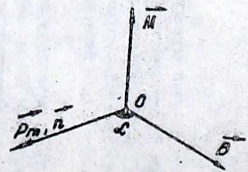
5.6.2 - ЧИЗМА



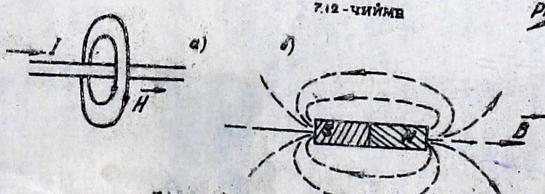
7.1.1 - ЧИЗМА



7.12 - ЧИЗМА



7.13 - ЧИЗМА



7.14 - ЧИЗМА

ЭЛЕКТРОМАГНИТИЗМ

Глава-7. Туруктуу токтун магнит талаасы.

7.I. Магнит талаасы. Магнит индукциясынын вектору $\vec{B}$.

Байыркы гректерге, туруктуу магниттер жана алардын темир буюмдарды өзүнө тарта турган жөндөмдүүлүктөрү белгилүү болгон. Жер шары да магнит болуп эсептелет. Илгерки кытайлар жердин магниттик касиеттин пайдаланып компасты жасашкан.

Биз мурда электр заряддарынын айланасында электр талаасы пайда болорун көргөндөй, туруктуу магниттердин жана электр токторунун айланасында магнит талаасы пайда боло тургандыгын көптөгөн тажрыйбалар көрсөткөн. Туруктуу магнитти же ток өтүп жаткан (токтуу) өткөргүчтү магнит талаасына киргизгенде аларга күч таасир этет. Магнит талаасы деген атты токтун талаасынын магнит жебесине болгон таасирине байланыштырышат. (Эрстеттин тажрыйбасы, 1920 ж, 7.I.I-чийме). Эгерде түз өткөргүчтү магнит жебечесине жакын жана жарыш кылып жайланыштырып, ал аркылуу ток жиберсек жебече өткөргүчкө перпендикуляр багытты көздөй айланат. Токтун күчү канчалык көп болсо, жебече ошончолук перпендикулярдуу болууга умтулат.

Магнит жебесин жердин үстүнө койсок бир учу түндүктү, экинчи учу түштүктү көздөй дайыма багыттанат. ~~Жебенин түндүктү көздөй дайыма багыттанат.~~ Жебенин түндүктү караган учун түндүк уюл деп C тамгасы менен белгилеп, ал эми түштүктү караган учун түштүк уюл деп $Ю$ тамгасы менен белгилеп коюлган.

Магнит талаасы токтуу өткөргүчкө да аракет кылат.

Электр тогу заряддуу бөлүкчөлөрдүн багыттуу кыймылы болгондуктан: I) Магнит талаасы кыймылдагы заряддарга гана аракет этет, ал эми кыймылсыз турган заряддарга таасир этпейт. Бизге белгилүү электр талаасы ар кандай абалдагы (тынч жана кыймылда) заряддарга таасир этерин эске салайлы.
2). Ошондой эле токтун айланасында магнит талаасы пайда болгондуктан, ар бир кыймылда болгон заряддын айланасында да магнит талаасы пайда болот деген жыйынтыкка келебиз.

3). Электр заряды кыймылдаганда анын айланасында электр талаасына кошумча магнит талаасы пайда болот экен.

Көптөгөн тажрыйбалардын негизинде магнит талаасынын булагы болуп кыймылдагы заряддар б.а. электр тогу эсептелери аныкталган.

Магнит талаасын мүнөздөө үчүн магнит индукциясынын вектору $\vec{B}$ киргизилет. Эми бул чондукту кантип аныктоо жана өлчөө керек?

Ал үчүн магнит талаасынын магнит жебесине кылган аракетин пайдаланса болор эле. Бирок, ал үчүн магнит жебесинин магниттик касиетти белгилүү болушу керек. Бирдей касиеттеги жебелерди жасоого болбойт жана убакыт өткөн сайын алардын магниттик касиети өзгөрөт

Ошондуктан магнит талаасынын токтуу өткөргүчкө аракетин пайдаланабыз. Ток өтүп жаткан алкакты (рамканы) магнит талаасына киргизгенде, ал айланып кандайдыр бир белгилүү багытка буруларын тажрыйбалар көрсөттү. Ал багыт магнит талаасынын багытына жараша болору аныкталды. Бул алкактын магнит талаасында айланышы, ага күчтүн ийини (момент силы) $\vec{M}$ таасир этерин көрсөтөт.

Ошентип, магнит индукциясынын векторун аныктоо үчүн токтуу алкакты алабыз. Мындай алкак аркылуу өткөн токтун күчү I жана ал курчаган тегиздиктик аянты S белгилүү болсо, аны ченелүү алкак деп коебуз. Ченелүү алкакты мүнөздөөчү чондук катары алкактын магнит ийининин вектору $\vec{P}_m$ (вектор магнитного момента) киргизебиз

$$\vec{P}_m = IS\vec{n}$$

Мында $\vec{n}$ ошол алкак курчаган тегиздикке тургузулган нормалдын бирдик вектору (7.1.2-чийме). Эгерде бураманын туткасынын айланышы багыты токтун багыты менен дал келсе нормалдын багыты катары оң бураманын жылыш багыты алынат.

Ушундай токтуу алкакты магнит талаасына жайгаштырсак, анда алкак айланып, тең салмактуу абалды ээлейт ($M=0$). Ошол алкактын нормалынын багыты магнит талаасынын багытын көрсөтөт.

Ченелүү алкакка таасир эткен күчтүн ийини $\vec{M}$ алкактын магнит ийинине P_m жана магнит индукциясынын векторуна түз пропорциялаш экендигин тажрыйбалар көрсөтөт, б.а.

$$\overline{M} = k'[\overline{P}_m \times \overline{B}] \qquad (7.1.2)$$

Мында k' тажрыйбадан аныкталуучу пропорция коэффициенти, же

$$M = k'p_m B \sin(\vec{n}, \vec{B}) \qquad (7.1.3)$$

7.1.2. же 7.1.3 формуладан магнит талаасынын, алкак жайланышкан чекиттеги чондугун (B) аныктоого болот (7.13-чийме). Эгерде $|\vec{P}_m| = 1$ деп, жана алкактын нормалы $\vec{n}$ менен $\vec{B}$ векторунун ортосундагы бурч $\alpha = 90°$ болсо, 7.1.3-формуладан B=M экендигин алабыз б.а. мындай шартта магнит индукциясы $\vec{B}$ күчтүн ийинине $\vec{M}$ барабар болот. Ошентип, магнит индукциясынын вектору $\vec{B}$ бирдик магнит ийиндүү ченелүү алкакка таасир эткен күчтүн ийинине барабар экен. Демек $\vec{B}$ магнит талаасынын күчтүк мүнөздөмөсү болот.

Магнит талаасын ушундай ыкма менен өлчөш үчүн ченелүү алкактын өлчөмдөрү жеткиликтүү кичинекей болуш керек, б.а. алкактын тегиздигинин ар бир чекиттинде $\vec{B}$ бирдей (бир тектүү) болушу керек.

Магнит талаасын электр талаасы сыяктуу эле күч сызыктардын жардамы менен сүрөттөп көрсөтүүгө болот. Магнит индукциясынын күч сызыктары анын ар бир чекитине жүргүзүлгөн жаныма сызык $\vec{B}$ векторунун багыты менен дал келгендей кылып жүргүзүлөт. Магнит талаасынын чоңдугу бул сызыктардын тыгыздыгы аркылуу сүрөттөлөт (7.1.4-чийме).

Магнит талаасынын күч сызыктары дайыма туюк болушат жана токтуу өткөргүчтү курчап турушат.

Эгерде токтуу өткөргүч ар кандай чөйрөдө (боштукта, диэлектриктердин же магниттик материалдардын ичинде ж.б.) жайланышса, ар кандай чөйрөдө B ар түрдүү чоңдукта болот. Себеби, чөйрөлөр атомдордон, молекулалардан турат. Алардагы айланып жүргөн электрондор микротокторду түзүшөт. Ар кандай ток сыяктуу эле бул микротоктор дагы өзүнүн магнит талаасын түзүшөт. Бул өзүмдүк магнит талаалар токтуу өткөргүчтүн (макротоктун) магнит талаасы менен кошулат. Ошентип, магнит индукциясынын вектору B макро жана микро токтордун магнит талааларынын суммасына барабар экен.

Боштукта (вакуумда) жайланышкан токтуу өткөргүчтүн (макротоктун) магнит талаасын мунөздөө үчүн магнит талаасынын чыңалышы $\vec{H}$ деген чоңдук киргизилет, ал $\vec{B}$ сыяктуу эле вектор жана күчтүк мүнөздөмө.

Демек, $\vec{B}_0 = \vec{H}$ (абсолюттук системасында -СГСМ)

$\vec{B}_B = \mu_0 \vec{H}$ СИ системасында

Мында -магниттик турактуу сан,

СГСМ-системасында $\mu_0 = 1$

СИ-системасында $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м

Заттардын магниттик касиети магнит өтүмдүүлүгү μ менен мүнөздөлөт. Эгерде токтун айланасында кандайдыр бир чөйрө болсо, анын магнит талаасы чөйрө жок кездегиге салыштырганда μ эсе чоң болот экен (бул жөнүндө кийинчерээк толугураак токтолобуз), б.а.

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_B = \mu \mu_0 \vec{H} \qquad (7.1.4)$$

μ-чөйрөнүн магнит өтүмдүүлүгү, өлчөмсүз сан.

$\vec{B}_B$-боштуктагы магнит талаасынын индукциясы

7.2. БИО-САВАР -ЛАПЛАСТЫН ЗАКОНУ

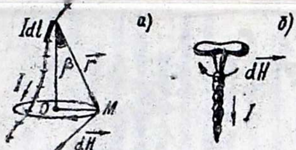
Турактуу токтун магнит талаасынын закон ченемдүүлүктөрүн тажрыйба жүзүндө БИО жана Савар өздөштүргөн, анын математикалык формула түрүндө Лаплас жазган.

Магнит талаасынын булагы болуп ток эсептелерине ишендик. Бирок, магнит талаасынын чоңдуктары $\vec{B}, \vec{H}$ токтун күчүнө гана эмес, ошол ток өтүп жаткан контурдун калыбына да жараша болот. Бул кыйынчылыктан кутулуш үчүн: 1) Ток өтүп жаткан контурду жөнөкөй жана өтө кичинекей dl бөлүктөргө (элементтерге) бөлүшкөн жана бул элементти токтун күчүнө болгон көбөйтүндүсүнө токтун элементи Idl деп аташкан. Магнит талаасынын чоңдугу токтун элементинен гана көз каранды болот.

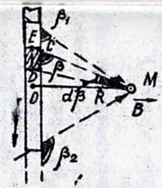
2) Ток өтүп жаткан контурдун толук магнит талаасы ошол элементтер түзгөн элементардык магнит талааларынын вектордук суммасына барабар болот (суперпозиция принциби)

$$\vec{H} = \sum_{i=1}^{N} d\vec{H}_i \qquad \vec{B} = \sum_{i=1}^{N} d\vec{B}_i = \int_{L} d\vec{B}_i \qquad (7.2.1)$$

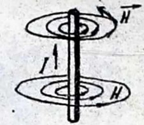
Ошентип, токтуу өткөргүчтүн магнит талаасын табыш үчүн, адегенде токтун элементинин магнит талаасынын закон ченемдүүлүгүн табыш керек экен, б.а. $d\vec{H} = f(Id\vec{l}, r...)$ табуу



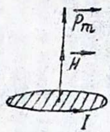
7.2.1-чизма



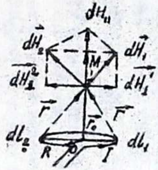
7.3.1-чизма



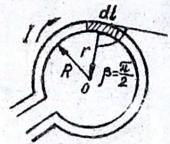
7.3.2-чизма



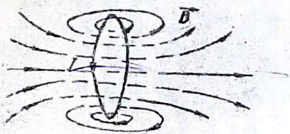
7.4.2-чизма



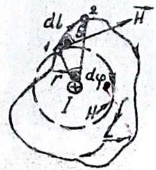
7.4.1-чизма



7.4.3-чизма



7.4.4-чизма



7.5.1-чизма

керек. Бул закон ченемдуулукту Био-Савар -Лапластар табыл кан (7.2.I[а]- чийме)

$$dH = k\frac{Idl}{r^2}\sin\beta \qquad (7.2.2)$$

же вектордук түрдө

$$d\vec{H} = k\frac{[Id\vec{l}\times\vec{r}]}{r^3} \qquad (7.2.3)$$

Мында $\vec{r}$ -радиус вектор, k -пропорция коэффициенти: К= 1 -СГСМ системасында, $k=\frac{1}{4\pi}$ СИ системасында.

Ошентип, токтун элементи Idl дин r аралыгында түзгөн магнит талаасы dH ошол токтун элементине $Id\vec{l}$ жана $\vec{r}$ векторлорунун ортосундагы бурчтун синусунун) көбөйтүндүсүнө түз пропорциялаш ал эми аралыктын квадратына тескери пропорциялаш.

Элементардык магнит талаасынын багыты Idl дин багытына салыштырмалуу оң бураманын эрежеси боюнча аныкталат (7.2. I[б]-чийме). 7.I.4-формуланын негизинде dB ны dH аркылуу төмөндөгүчө туюнтулушат

$$d\vec{B} = k\mu\mu_0\frac{[Id\vec{l}\times\vec{r}]}{r^3} \qquad (7.2.4)$$

Био-Савар-Лапластын жана суперпозиция принцибин колдонуп ар кандай түрдөгү контурлар аркылуу өткөн токтордун магнит талаасын табууга болот. Төмөндө ушул боюнча эки мисал карайлы.

7.3.ТҮЗ СЫЗЫКТУУ ТОКТУН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Түз токтун R аралыгында жаткан M чекитиндеги магнит талаасын табайлы. Бул токтун ар кандай элементтери Idl үчүн dH магнит талаасынын багыты бирдей болгондуктан алардын суперпозициясы алгебралык суммасына барабар болот (7.3.I) (7.3.I-чийме). Ошондуктан, Био-Савар-Лапластын законуна (7.2.2).Суперпозиция принцибин (7.2.I) колдонуп, М чекитиндеги түз ток түзгөн магнит талаасынын чыналышын Н табабыз. Бирок, биз акыркы колдонуучу формулада берилген системанын өлчөнө турган чоңдуктары аркылуу (I, R, β) туюнтушубуз керек. Ошентип,

$$dH = k\frac{Idl}{r^2}\sin\beta \qquad (7.3.I).$$

$$\vec{H} = \sum_{i=1}^{N} d\vec{H}_i = \int_L d\vec{H} \qquad (7.3.2)$$

l-контурдун ток өтүп жаткан узундугу

7.3.I-формуладагы r, d, l, β параметрлерин өлчөнүүчү чоңдуктарга алмаштыралы 7.3.I-чиймеден үч бурчтуктардан

$$\angle ODM: \rightarrow r = \rho / \sin\beta \qquad (7.3.3)$$

үч бурчтук $\angle CDE: DC = dl \sin\beta$ (7.3.4)

үч бурчтук $\angle DMC: DC = r d\beta$ (7.3.5)

7.3.4 жана 7.3.5 формулаларды теңдеп, жана 7.3.3 эске алып

$$dl = \frac{r d\beta}{\sin\beta} = \frac{R d\beta}{\sin^2\beta} \qquad (7.3.6)$$

Эми (7.3.6) жана (7.3.3) формулаларды (7.3.I)-законго коюп төмөнкүнү алабыз

N $$dH = k\frac{I}{R}\sin\beta d\beta \qquad (7.3.7)$$

Бул туюнтма Idl элементинин токтон r аралыктагы dH магнит талаасын аныктайт. Бардык элементардык токтордун М чекитиндеги түзгөн талаасын табыш үчүн 7.3.7 туюнтмага суперпозиция принцибин (7.3.2) колдонобуз, б.а.

$$H = \int_L dH = k\frac{I}{R}\int_{\beta_1}^{\beta_2}\sin\beta d = -k\frac{I}{R}\sin\beta\Big|_{\beta_1}^{\beta_2} = k\frac{I}{R}(\sin\beta_1 - \sin\beta_2)$$

$$H = k\frac{I}{R}(\sin\beta_1 - \sin\beta_2) \qquad (7.3.8)$$

Бул формула ичке түз ток үчүн колдонулат.

Эгерде түз токтун узундугу чексиз болсо, $\beta_1 \Rightarrow 0$; $\beta_2 \Rightarrow \pi$ чексиз түз ток үчүн (7.3.8) теңдемеден Н үчүн төмөнкүнү алабыз

$$H = 2k\frac{I}{R} \qquad (7.3.9)$$

Ошентип, чексиз түз токтун магнит талаасынын чыңалышы токтун күчүнө I түз пропорциялаш, ал эми андан каралган M чекитине чейинки R аралыкка тескери пропорциялаш экен.

Алынган туюнтма түз токко перпендикуляр болгон тегиздиктеги R аралыкта жаткан бардык чекиттер үчүн бирдей болгондуктан, бул чекиттердин орду айлананы түзөт.

Ошондуктан, түз токтун магнит талаасынын күч сызыктары борбору токто жаткан борбордош айланалардын тобун түзүшөт. (7.3.2-чийме). Магнит талаасынын күч сызыктарынын багыты оң бураманын эрежеси боюнча аныкталат.

7.4. ТЕГЕРЕК ТОКТУН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Радиусу R болгон айлана аркылуу жүргөн I тогунун анын борбору аркылуу өткөн огундагы магнит талаасын табайлы (7.4.1-чийме). Ал үчүн дагы эле Био-Савар-Лапластын (7.2.2) жана суперпозиция принцибин колдонобуз (7.2.1). Мурдагыдай эле контурдун параметрлерин өлчөнө турган I, R, r_0 чоңдуктары аркылуу туюнталы, 7.4.3-чиймеден: $\vec{dl} \perp \vec{r}$ болгондуктан $\beta = 90°$, $\sin\beta = 1$ 7.2.2.-формуладан 7.4.1-чиймеден: $dl_1 = dl_2$ болгондуктан $dH_1 = dH_2 = dH$ $\vec{dH_1}$ жана $\vec{dH_2}$ векторлорун окко перпендикулярдуу $dH_\perp$ жана жарыш $dH_\parallel$ түзүүчүлөргө ажыратсак $dH_\perp^1 = -dH_\perp^2$, $dH_\parallel = dH\cos\alpha$ болот. Буга (7.4.1) коюп төмөнкүнү алабыз $dH = k\dfrac{Idl}{r^2}$ (7.4.1)

$$dH_\parallel = dH\cos\alpha = k\cdot\frac{Idl}{r^2}\cos\alpha \qquad (7.4.2)$$

Эми суперпозиция принцибин колдонолу.

Анда $\vec{dH_\perp} = \sum\limits_{i=1}^{N} \vec{dH_\perp^i} = 0$ себеби $dH_\perp = -dH_\perp^2$

Ошондой эле айлананын карама-каршы жактарындагы ушундай жуп элементеринин магнит талааларынын нормалдуу түзүүчүлөрү $dH_\perp$ бирин жоюшуп, натыйжада алардын бардыгынын суммасы нөлгө барабар болот. Ал эми жарыш түзүүчүлөрү $dH_\parallel$ бир багыттуу болгондуктан кошулушат, б.а.

$$H = \oint\limits_L dH_\parallel = k\frac{I\cos\alpha}{r^2}\oint\limits_L dl = k\frac{I\cos\alpha}{r^2}2\pi R \qquad (7.4.3)$$

$\angle MON$-ч бурчтугунан пифагордун теоремасын негизинде $r^2 = r_0^2 + R^2$ жана $\cos\alpha = \dfrac{R}{\sqrt{R^2+r_0^2}}$ экендигин табабыз.

Акыркыларды 7.4.3-туюнтмага коюп, төмөнкү барабардыкты алабыз

$$H = k\frac{2\pi RI}{R^2+r_0^2}\cdot\frac{R}{(R^2+r_0^2)^{1/2}} = k\frac{2\pi R^2 I}{(R^2+r_0^2)^{3/2}} \qquad (7.4.4)$$

Бул туюнтма тегерек токтун күчү I, контурунун радиусу R жана тегеректин борборунан r_0 аралыктагы окто жаткан M чекиттиндеги магнит талаасынын чыңалышын (H) аныктайт. Эми четки чектеги учурларды карайлы:

1). Айлананын борбору үчүн $r_0 = 0$ болгондуктан, борбордогу магнит талаасы

$$H_0 = k\frac{2\pi I}{R} \qquad (7.4.5)$$

барабар болот

2). Тескерисинче $r_0 \gg R$ болсун. Анда $r_0^2 \gg R^2$ болгондуктан, (7.4.4) -теңдемеден

$$H = k\frac{2\pi R^2 I}{r_0^3} = k\frac{2IS}{r_0^3} = \frac{k}{k'}\frac{p_m}{r_0^3}\ ; \quad p_m = k'IS$$

p_m — контурдун магнитинин ийини.

Ошентип, кичинекей тегерек контурдун магнит талаасы

$$\vec{H} = \frac{k}{k'}\frac{\vec{p}_m}{r_0^3}$$

контурдун магниттик ийинине $\vec{p}_m$ түз пропорциялаш жана багыты менен дал келет экен (7.4.2-чийме).

Тегерек токтун магнит талаасынын күч сызыктары, току курчаган туюк айланалардан болушат. Борбору аркылуу өткөн күч сызык айлананын огу менен дал келет (7.4.4-чийме).

7.5. МАГНИТ ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШ ВЕКТОРУНУН ЦИРКУЛЯЦИЯСЫ ЖӨНҮНДӨГҮ ТЕОРЕМА (ТОЛУК ТОКТУН ЗАКОНУ)

Ар кандай токтуу өткөргүчтүн же өткөргүчтөрдүн тобунун түзгөн магнит талаасын Био-Савар Лапластын законунун жана суперпозиция принцибинин негизинде табууга боло тургандыгын жогоруда көрсөттүк. Бирок бул жол жөнөкөй учурлар үчүн (түз жана тегерек токтор) ыңгайлуу, бирок жалпы жөнүнөн эсун актабаган узун жана таттал эсептөөлөргө алып келет. Тогу бар өткөргүчтөрдүн магнит талаасын табуунун жөнөкөй закону болуп, магнит талаасынын чыңалыш векторунун ($\vec{H}$) циркуляциясы жөнүндөгү теорема эсептелет. Ал үчүн адегенде $\vec{H}$ векторунун циркуляциясы эмнеге барабар экендигин аныктайлы. I тогун курчаган контур L ушул токко перпендикуляр тегиздикте жатсын (7.5.1-чийме). H векторунун туюк L контуру боюнча болгон циркуляциясы деп, ушул туюк контур боюнча эки $\vec{H}$ жана $d\vec{l}$ (контурдун элементи) векторлорунун скалярдык көбөйтүндүсүнөн алынган интеграл аталат, б.а.

$$\oint_L \vec{H}d\vec{l} = \oint_L Hdl\cos(\vec{H}^\wedge d\vec{l}) = \oint_L H_l\,dl \qquad (7.5.1)$$

Мында $H_l = H\cos\theta$ $\vec{H}$ векторунун dl элементиндеги проекциясы, $\angle\theta = (\vec{H}^\wedge d\vec{l})$

7.5.1-чиймеде көрүнгөндөй $dl_0 = dl\cos\theta$, $dl_0 = rd\varphi$, б.а. $dl\cos\theta = rd\varphi$ (7.5.2)

Түз I токтун r аралыгындагы магнит талаасынын чыңалышы

$$H = k\frac{2I}{R} \qquad (7.5.3)$$

экендигин жана 7.5.2-түйүнтмаларды эске алып, 7.5.I-формуладан

$$\oint H_l dl = k\,2I \oint d\varphi \qquad (7.5.4)$$

алабыз.

Бул түйүнтмада, интегралдын параметри болуп ток өткөн өткөргүчтү айланган φ бурчу эсептелет. Биз L контуру боюнча толук айланып чыксак φ бурчу 0 дон 2π чейин өзгөрөт б.а.

$$\oint_L H_l dl = k\,2I \int_0^{2\pi} d\varphi = k\,4\pi I \qquad (7.5.5.)$$

Бул интеграл, эгерде L контуру жаткан тегиздик I тогуна перпендикуляр болбосо да туура болот. Себеби $d\vec{l}$ векторун I тогунун багытына жарыш жана перпендикуляр кылып ажыратканда $d\vec{l} = d\vec{l}_{\parallel} + d\vec{l}_{\perp}$

$$H d\vec{l} = H dl_{\parallel} \cos(\vec{H} \wedge d\vec{l}_{\parallel}) + H dl_{\perp} \cos(\vec{H} \cdot d\vec{l}_{\perp}); \quad \cos(\vec{H} \cdot d\vec{l}_{\parallel}) = 0$$

$$H d\vec{l} = H dl_{\perp} \cos(\vec{H} \cdot d\vec{l}_{\perp})$$

б.а. dl векторунун перпендикуляр түзүүчүсү $dl_{\perp}$ гана мааниге ээ болот.

Биз жогоруда I тогун курчаган туюк L контурун карадык. Эгерде мындай туюк контур токту курчабаса $\oint_L H_l dl$ нөлгө барабар экендигин оңой эле көрсөтүүгө болот.

Эгерде туюк L контуру бир нече токторду курчаса (7.5.2-чийме) бул интеграл

$$\oint_L H_l dl = k4\pi \sum_{i=1}^{N} I_i \qquad (7.5.6)$$

б.а. Магнит талаасынын чыңалыш векторунун туюк контур боюнча циркуляциясы сан жагынан ошол контур курчаган токтордун алгебралык суммасын $k4\pi$ көбөйткөнгө барабар экен. Бул биз жогоруда атаган теореманын аныктамасы болуп эсептелет. Бул теореманы <u>толук токтун закону</u> деп да атап коюшат.

7.5.2-чийме үчүн, алгебралык токтордун суммасы $\sum_{i=1}^{N} I_i = I_1 + 2I_2 + 0I_3 - I_4$ болот, б.а. ар бир ток туюк контур аркылуу канча жолу курчалса ошончо жолу эсептелет: I_1 тогу бир жолу, I_2 тогу эки жолу, I_3 тогу курчалбайт, I_4 тогунун багыты карама-каршы.

Бул теорема магнит талаасынын негизги закону болуп эсептелет, б.а. 7.5.6-формуладан: I) Магнит талаасынын булагы болуп электр тогу эсептелет. 2). Магнит талаасынын токторду курчап турган туюк күч сызыктардан турат.Мындай талааларды соленоидалдуу же куюндуу деп аташат.

Бул теореманы колдонуунун мисалдарына токтололу.

7.6.СОЛЕНОИДДИН ЖАНА ТОРОИДДИН МАГНИТ ТАЛААЛАРЫ

Кандайдыр бир өзөккө бир калыпта удаалаш оролгон өткөргүчтөрдү соленоид деп аташат.Бул оромолор аркылуу бирдей I тогу өтөт. (7.6.I-чийме).Эгерде соленоиддин узундугу l, андагы оромолордун саны N болсо, андагы оромолордун тыгыздыгы $n=\frac{N}{l}$ болот. Ар бир оромонун түзгөн магнит талаасы кошулат.

Эгерде соленоиддин узундугу анын диаметринен алда канча чоң болсо, аны чексиз узун деп кароого болот.Мындай соленоиддин магнит талаасы анын ичинде топтолгон, анын сыртында жокко эсе (7.6.I-чийме).Ушундай чексиз узун соленоиддин магнит талаасын табыш үчүн магнит талаасынын чыңалыш векторунун циркуляциясынын теоремасын колдонобуз 7.5.6-формуладан.

$$\oint_L H_l\,dl = k4\pi NI$$

алабыз.

Бул формуладан магнит талаасынын чыңалышын табыш үчүн, барабардыктын сол жагындагы интегралды эсептөө үчүн ыңгайлуу түрдөгү туюк контурду алуубуз керек. Биздин шартта мындай контур N оромду өзүнө курчаган узундугу l болгон тик бурчтук болот, б.а. туюк L контуру боюнча болгон интегралды тик бурчтуктун төрт жактары боюнча болгон төрт интегралдын суммасы катары кароого болот,

$$\oint_L H_l\,dl = \int_1^2 H_l\,dl + \int_2^3 H_l\,dl + \int_3^4 H_l\,dl + \int_4^1 H_l\,dl = k4\pi NI$$

Тик бурчтуктун I-2 жана 3-4 жактары магнит талаасынын векторуна перпендикуляр болгондуктан $H_l = H\cos 0 = 0$. Ал эми чексиз соленоиддин сыртында магнит талаасы болбогондуктан $H=0$) 4-I жагында да $H_l=0$

Ошентип, $\oint_L H_l\,dl = \int_2^3 H_l\,dl = \int_2^3 H\,dl = Hl$. $Hl = k4\pi NI^2$

б.а. $H = k\frac{4\pi N}{l} = k4\pi nI$

Бул формуладан соленоиддин магнит талаасы анын ичинде топтолгон жана бир тектуу, ал токтун I күчүнө жана орамдардын n жыштыгына түз пропорциялаш экен. Бир тектүү магнит талаасы жарыш, бирдей жыштыкта жайланышкан күч сызыктар аркылуу көрсөтүлгөн 7.6.2- чийме).

Эгерде соленоиддин узундугу чектелүү болбосо ($l \sim R$) анда анын магнит талаасы H анын огунун кандайдыр бир чекитинде төмөнкүдөй аныкталарын далилдебестен жазалы (7.6.I-чийме)

$$H = k 2\pi I(\cos\varphi_2 - \cos\varphi_1) \tag{7.6.3}$$

Мында $\varphi_2 < \varphi_1$, $\cos\varphi_1 = -l_1/\sqrt{R^2+l^2}$

$$\cos\varphi_2 = (l-l_1)/\sqrt{R^2+(l-l_1)^2}$$

2. Тороид деп туюк соленоидди айтабыз (7.6.3-чийме) тороиддин магнит талаасынын чыңалышын табыш үчүн I.6.7-формуланы колдонобуз, торроиддин узундугу $2\pi l$

R тордун орточо радиусу,

$$H = k\frac{2NI}{R} \tag{7.6.4}$$

Акыркы формуладан, торроиддин магнит талаасы чексиз соленоид сыяктуу эле бир тектүү жана анын ичинде гана пайда болору келип чыгат.

7.7. КЫЙМЫЛДАГЫ ЗАРЯДДЫН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Био-Савар-Лапластын законунун негизинде Idl токтун элементи тарабынан dH магнит талаасынын чыңалышын түзөрүн көргөнбүз, б.а.

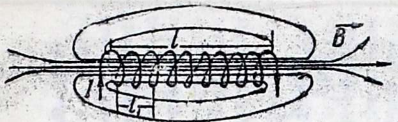
$$d\vec{H} = k\frac{[I d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \tag{7.7.I}$$

Электр тогу багыттуу кыймылдагы заряддардын тобу болгондуктан, dH талаасы элементиндеги заряддардын түзгөн талааларынын вектордук суммасына барабар болот, б.а.

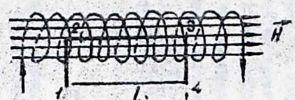
$$dH = Nh \tag{7.7.2}$$

Мында h кыймылдагы бир заряддын түзгөн магнит талаасы. Эгерде $dl \ll r$ болсо, радиус вектор $\vec{r}$ бардык заряддар үчүн бирдей болот.

Токтун Idl элементин заряддардын саны N ылдамдыгы v жана чоңдугу q аркылуу туюнтабыз (7.7.I-чийме)

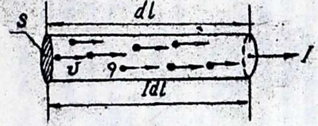


7.6.1-ЧИЙМЕ

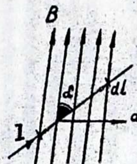


7.6.2-ЧИЙМЕ

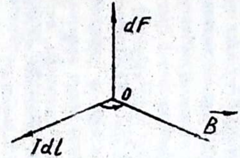
7.6.3-ЧИЙМЕ



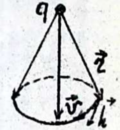
7.7.1-ЧИЙМЕ



7.8.1-ЧИЙМЕ

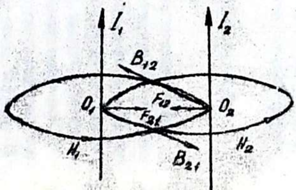


7.8.2-ЧИЙМЕ

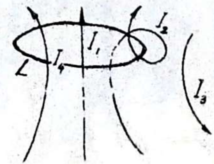


7.7.2-ЧИЙМЕ

7.8.3-ЧИЙМЕ



7.9.1-ЧИЙМЕ



7.10.1-ЧИЙМЕ

(7.7.3)

$$Idl = jSdl \qquad j = nq\vec{v}$$ токтун тыгыздыгы

$$Id\vec{l} = nq\vec{v}Sdl = q\vec{v}nV = Nq\vec{v} \qquad (7.7.3)$$

Акыркы туюнтманы 7.7.1-формулага коюп

$$d\vec{H} = kNq\frac{[\vec{v}\times\vec{r}]}{r^3}$$

N заряддын аралыгындагы магнит талаасынын чыңалыгын таптык. Бир заряддын магнит талаасын табыш үчүн dH ты заряддардын саны N ге бөлөбүз.

$$\vec{h} = \frac{d\vec{H}}{N} = kq\frac{[\vec{v}\times\vec{r}]}{r^3} \qquad (7.7.4)$$

Бул ылдамдыгы v болгон бир q заряддын аралыгындагы магнит талаасынын чыңалышы болуп эсептелет. Кыймылдагы заряддын магнит талаасынын күч сызыктары, түз токтуку сыяктуу эле, заряддын кыймылынын багытынын айланган борбордош сызыктар болушат экен. (7.7.2-чийме)

7.8. Магнит талаасынын токко жасаган аракети. Ампердин закону.

Биз биринчи лекцияда, магнит талаасында жайланышкан өлчөмдүү алкакка күчтүн жуп тийгизгенин таасир этип, кандайдыр бир бурчка бурулаарын көргөнбүз. Эми токтуу өткөргүчкө магнит талаасынын таасир эткен күчүнүн закон ченемдүүлүгүн карайлы. Мындай закон ченемдүүлүктү Ампер тапкан (1820 ж).

Ампердин закону боюнча магнит индукциясы $\vec{B}$ болгон магнит талаасынын токтун элементине $Id\vec{l}$ аракет кылган dF күчү $\vec{B}$ жана $Id\vec{l}$ векторлорунун жана алардын ортосундагы бурчтун синусунун көбөйтүндүлөрүнө барабар (7.8.1-чийме), б.а.

$$dF = k'IdlB\sin(\widehat{Id\vec{l}, \vec{B}}) \qquad (7.8.1)$$

же вектордук түрүндө

$$d\vec{F} = k'[Id\vec{l}\times\vec{B}], \qquad (7.8.2)$$

Мында k' пропорция коэффициенти.

dF Күчтүн багыты, эгер $Id\vec{l}$ жана $\vec{B}$ векторлорунун багыттары белгилүү болушса, үч ортогоналдуу векторлордун же сол кол эрежеси боюнча аныктоого болот (7.8.2-чийме).

Сол колдун жайык алаканы төрт бармактан учтары токтун багытына дал келгендей жана магнит талаасынын күч сызыктары алаканга киргендей кылып койсок, баш бармак аракет кылган dF күчүнүн багытын көрсөтөт.

Ампердин законунан токтуу алкакка магнит талаасынан күчтүн ийини аракет кылары келип чыгарын көрсөтөлү (7.8.3-чийме) Адегенде токтуу алкактын тегиздиги (I-2-3-4) бир тектүү магнит талаасынын күч сызыктарынын тегиздигине дал келсин. Алкактын I-2 жана 3-4 жактарын ℓ деп, ал эми I-4 жана 2-3 жактарын деп белгилеп коелу. Анда I-2 жана 3-4 жактарына магнит талаасы тасир этбейт ($F_3, F_4 = 0$), ал эми I-4 жана 2-3 жактарына таасир эткен F_1 жана F_2 күчтөрү максималдуу болушат

$$F_1 = F_2 = BI\ell \tag{7.8.3}$$

жана карама каршы багытта болушкандыктан алкак OO огунун айланасында айлана баштайт.

Алкакка аракеттенген күчтүн ийини

$$M = F_n \sin(\hat{\vec{n}\vec{B}}) = Iab\sin(\hat{\vec{n}\vec{B}}) \tag{7.8.4}$$

$\vec{P}_m = IS\vec{n}$ эске алып,

Бул формуланы вектор түрүндө жазалы, б.а.

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \times \vec{B}] \tag{7.8.5}$$

Биринчи лекцияда бул формуланы тажрыйбадан чыккан формула катары колдонгонбуз. Ал эми азыр Ампердин законунан келип чыгарын көрсөттүк. Эгерде токтуу төрт бурчтуу алкак тең салмактуу абалына келсе ($\vec{n} \parallel \vec{B}$) анда анын жактарына ичке куушуручу (7.8.4-чийме) же аларды сырт жактарды көздөй кеңейтүүчү күчтөр таасир этишет.

7.9. ЖАРЫШ ТОКТОРДУН ӨЗ АРА АРАКЕТТЕНҮҮЛӨРҮ

Ампердин законун жарыш токтордун өз ара аракеттенишине колдонолу. Бир токтун экинчиге болгон аракети, биринин түзгөн магнит талаасынын экинчи токко болгон аракети менен түшүндүрүлөт. I_1 жана I_2 токтору жарыш жана бир жакты көздөй багытталсын дейли (7.9.I-чийме). I_1 тогунун I_2 тогуна болгон аракетин табыш үчүн I_1 тогунун I_2 тогу өткөн чекит аркылуу түзгөн B_{21} магнит талаасын таап, Ампердин законун колдонуу зарыл.

$$B_{12} = k\mu\mu_0 \frac{2I_1}{R} \qquad (7.9.1)$$

$$dF_{12} = k\,I\,dl\,B_{21} \qquad (7.9.2)$$

$I\bar{dl} \perp \bar{B}$ болгондуктан, $\sin(I\bar{dl} \wedge \bar{B}) = 1$

7.9.I-формуланы эске алып, 7.9.2 туюнтманы төмөндөгүдөй жазууга болот

$$dF_{12} = k'k\mu\mu_0 \frac{2I_1I_2}{R} dl \qquad (7.9.3)$$

Сүрөттө көрсөтүлгөндөй, бул күч I_1 тогун көздөй багытталган. Ушул эле ыкма менен I_2 тогунун I_1 тогуна болгон аракетин dF_{21}, dF_{21} тапсак 7.9.3-туюнтманы кайра алабыз жана бул күч I_2 тогун көздөй багытталган болот. Ньютондун үчүнчү закону боюнча

$$dF_{21} = -dF_{12} \qquad (7.9.4)$$

Ток өтүп жаткан өткөргүчтөрдүн бирдик узундугуна аракет кылган күчтү тапсак, анда ал

$$f_{12} = \frac{dF_{12}}{dl} = k'k'\mu\mu_0 \frac{2I_1I_2}{R} \qquad (7.9.5)$$

барабар болот.

7.I0. Электромагниттик чоңдуктарды өлчөөчү бирдиктердин системасы (СГСМ, СИ Гаусс)

Toктун жана магниттик бирдиктерди табуу үчүн, 7.9.5-формуланы (вакуумда $\mu=1$) колдонобуз,

$$\frac{dF_{12}}{dl} = f_{12} = kk'\mu_0 \frac{2I_1I_2}{R} \qquad (7.10.1)$$

I. Адегенде СИ системасын карайлы. Бул системадагы бизге белгилүү үч негизги бирдиктерге: масса (кг), узундук (М) жана убакыт (сек), кошумча төртүнчү негизги бирдик токтун бирдиги ампер (А) киргизилет. Бул төртүнчү бирдиктин киргизилиши иш жүзүндө ыңгайлыкка алып келген менен физикалык эч негизге ээ эмес.

Эгерде эки чексиз узундуктагы түз жарыш, вакуумда бири биринен I м, аралыкта жайланышкан, кесилиш аянттары жокко эсе болгон өткөргүчтөр аркылуу өткөн бирдей туруктуу ток бири бирине I метр узундукка $2 \cdot 10^{-7}$ Ньютон күч менен аракеттенишсе мындай токтун чоңдугу I Амперге барабар болот.

Бул системада пропорция коэффициенттери төмөндөгүдөй маанилерге ээ деп алынат. $k'=1$; $k=1/4\pi$

7.10.1-формуланы пайдаланып магниттик туруктуу μ_0 таап алабыз $I_1=I_2=1A$; $R=1м$; $f_{12}=2\cdot10^{-7}\,Н/м$

$$\mu_0=\frac{4\pi f_{12}R}{2I^2}=4\pi\cdot10^{-7}\,Н/А^2=4\pi\cdot10^{-7}\,Гн/м$$

Магнит талаасынын чыңалышынын бирдигин чексиз түз токтун магнит талаасы формуласынан аныктайбыз

$$H=k\frac{2I}{R}=\frac{1}{4\pi}\frac{2I}{R}=\frac{1}{2\pi R} \qquad (7.10.2)$$

Бул формуладан магнит талаасынын чыңалышынын бирдигин Ампер/метр ($А/м$) аркылуу табабыз. 1А/м дегенибиз чоңдугу 1 амперге барабар чексиз түз токтун $R=\frac{1}{2\pi}$ метр аралыкта түзгөн магнит талаасынын чыңалышына барабар болот. Бул шартта 7.10.2-формуладан

$$1\frac{A}{м}=\frac{1A}{2\pi\cdot\frac{1}{2\pi}м}=1\frac{A}{м}$$

алынат.

Ал эми магнит индукциясынын векторунун бирдиги $B=\mu_0 H$ формуласынан табылат жана СИ системасында тесла ($Тл$) деп аталат.

$$1\,Тл=4\pi\cdot10^{-7}\,Н/А^2\cdot1А/м=4\pi\cdot10^{-7}\,Н/А\cdot м$$

б.а. магнит талаасынын чыңалышы $1А/м$ болсо, анын индукциясы $4\pi\cdot10^{-7}\,Тл$ барабар болот экен.

2. Абсолюттук электромагниттик бирдиктердин системасы СГСМ. Бул системада коэффициенттер $\mu_0=1; k'=k=1$. Токтун күчүнүн бирдиги болуп СГСМ$_I$ кабыл алынган. Буга кошумча механикалык чоңдуктардын СГС системасындагы негизги бирдиктер 1г, 1см, 1с колдонулат.

1 СГСМ$_I$ токтун бирдиги (7.11.1 формуладан табылат. Вакуум үчүн μ=1)

Эки жарыш түз чексиз узундуктагы вакуумда $\mu=1$ бири биринен $R=2$ см аралыкта жайланышкан, кесилиш аянтары жокко эсе болгон өткөргүчтөр аркылуу өткөн туруктуу ток бири бирине 1 метр узундукка 1 дина күч менен аракеттенишсе, алар аркылуу өткөн токтун күчү 1 СГСМ$_I$ барабар болот.

СИ системасындагы 1 Ампер менен СГСМ системасындагы 1 СГСМ$_I$ токтун бирдиктеринин ортосундагы байланышты 7.10.1-формуладан табабыз, $I_1=I_2=I$ болгондуктан жана $1\,дин=10^{-5}Н$, $R=2\cdot10^{-2}м$, $dl=10^{-2}м$

$$I=\sqrt{\frac{4\pi\, l\, dF}{2\mu_0\, dl}}=10A$$

б.а. $1 СГСМ_I = 10 A$

СГСМ системасында магнит индукциясынын векторунун бирдиги катары Гаусс ($Гс$) алынат $[B]=1Гс$. Бул чоңдук Ампердин законунан аныкталат,

$$F = k' I l B \tag{7.10.3}$$

Бир тектүү магнит талаасы I СГСМ, ток өтүп жаткан түз өткөргүчтүн ар бир см узундугуна I дина күч менен аракет этсе мындай магнит талаанын индукциясы I Гаусска ($Гс$) барабар болот

Мындан $k'=1$ $[F]=1 дина$, $[I]=1 СГСМ$

$[l] = 1 см = 10^{-2} м$

$$[B] = \frac{[F]}{[I][l]} = \frac{1\ дина}{1 СГСМ_I\ 1см} = \frac{10^{-5} Н}{10А \cdot 10^{-2} м} = 10^{-4} Тл, \text{ б.а. } 1Гс = 10^{-4} Тл$$

Магнит талаасынын чыңалышынын бирдиги катары, СГСМ системасында Эрстед (Э). I Эрстед катары вакуумда индукциясы, I Гаусска барабар болгон магнит талаасы кабыл алынат. $B=\mu_0 H$ болгондуктан, жана СГСМ системасында $\mu_0 = 1$; $1Э = 1Гс$

Эми I Эрстед менен СИ системасындагы (I $А/м$) ортосундагы байланышты табайлы

$$H = \frac{B}{\mu_0} = \frac{10^{-4}}{4\pi \cdot 10^{-7}} \frac{А}{м} = \frac{10^3}{4\pi} \frac{А}{м}$$

б.а.

$$1Э = (10^3/4\pi)\ А/м$$

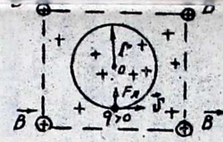
3. Гаусстун абсолюттук бирдиктеринин системасы. Бул системада физика колдонулуучу бирдиктердин эң ыңгайлуусу. СГСМ жана СГСЭ системалардан айырмасы, ампердин жана Био-Савар-Лапластын формулаларындагы пропорция коэффициенттери $k'=k=\frac{1}{c}$ барабар деп алынат жана c жарыктын вакуумдагы таралуу ылдамдыгы, физикада электродинамикалык туралтуулук деп аталат.

СИ, СГСМ жана Гаусстун абсолюттук бирдиктеринин системасындагы электрдик жана магниттик чоңдуктардын байланыштарын физикалык атайын таблицалардан караңыздар.

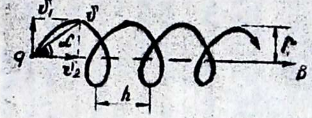
7.II. Магнит талаасындагы заряддардын кыймылы. Лоренцтин күчү.

Ампердин законунан $I\vec{dl}$ токтун элементине индукциясы болгон магнит талаасы $d\vec{F}$ күчү менен аракеттерин көргөнбүз

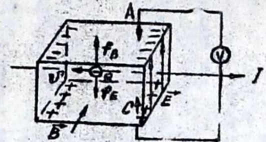
7.11.1 - чизма



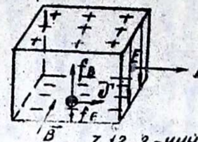
7.11.3 - чизма



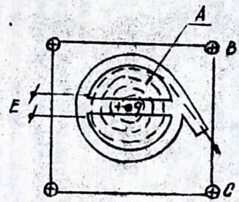
7.11.4 - чизма.



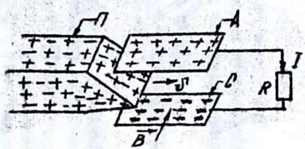
7.12.1 - чизма



7.12.2 - чизма



7.13.1 - чизма



7.14.1 - чизма

б.а.

$$dF = k' I dl B \sin(I\vec{dl} \hat{} \vec{B})$$

(7.II.I)

Багыттуу заряддардын кыймылы токту түзгөндүктөн, токтун Idl элементинин заряддардын саны N ылдамдыгы $\vec{v}$ жана заряддын чоңдугу q аркылуу § I.7 түшүндүргөнбүз (7.7.3-формула)

$$Id\vec{l} = Nq\vec{v}$$

(7.II.2)

Эми магнит талаасынын кыймылдагы бир зарядка таасир эткен күчүн табыш үчүн, 7.II.2-формуланы 7.II.I формулага коюп заряддардын санына N бөлөбүз

$$f_B = \frac{dF}{N} = k' q v B \sin(\vec{v} \hat{} \vec{B})$$

(7.II.3)

же вектордук түрдө жазсак

$$\vec{f}_B = k' q [\vec{v} \times \vec{B}]$$

(7.II.4)

Акыркы түшүнүк <u>Лоренцтин күчү</u> деп аталат. Лоренцтин күчү магнит талаасынын кыймылда болгон зарядка жасаган аракетин көрсөтөт. Бул күчтүн багыты өз ара ортогоналдуу $\vec{v}, \vec{B}$ жана $\vec{f}_B$ векторлордун, же сол колдун эрежеси аркылуу аныктоого болот. 7.II.I жана 7.II.2-чиймелерден көрүнгөндөй бул күчтүн багыты кыймылдаган заряддардын белгисине да көз каранды. Эгерде оң $(q>0)$ жана терс $(q<0)$ заряддар, бир магнит талаасында бирдей багытта кыймылдашса, аларга карама-каршы багыттагы күчтөр таасир этет.

Эгерде кыймылдагы заряд электр ($\vec{E}$) жана магнит талааларында $\vec{B}$ болсо ага Лоренцтин күчүнөн башка электр күчү $f_e = q\vec{E}$ да таасир этет б.а.

$$\vec{F} = \vec{f}_e + \vec{f}_B = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}]$$

(7.II.5)

<u>Бир тектүү</u> магнит талаасындагы заряддардын кыймылын карайлы (электр талаасы жок). I. Заряддын кыймылынын багыты ($\vec{v}$) менен магнит талаасынын күч сызыктары ($\vec{B}$) жарыш болсун ($\vec{v} \uparrow\downarrow \vec{B}$). Анда (7.II.3) формуланын негизинде $\sin\alpha = 0$ болгондуктан, Лоренцтин күчү ($f_B = 0$) нөл болот, б.а. мындай шартта заряддалган бөлүкчөгө магнит талаасы аракет кылбайт. 2. Заряддалган бөлүкчө магнит талаасынын күч сызыктарына перпендикуляр $(\vec{v} \perp \vec{B})$ кыймылдасын. 7.II.I, 7.II.2-чиймелер). Бул эки вектордун ортосундагы бурч $\alpha = \frac{\pi}{2}$ болгондуктан $\sin\alpha = 1$, Лоренцтин күчү сан жагынан

$$f_B = |q|\,v B = m\frac{v^2}{r} \qquad (7.II.6)$$

барабар болот. Заряддалган бөлүкчө $\vec{B}$ магнит индукциясынын векторуна перпендикуляр тегиздикте кыймылдайт. Лоренцтин күчү борбордон четтөчү күч болот.

$$f_B = |q|\,v B = m\frac{v^2}{r} \qquad (7.II.7)$$

Бул туюнтмадан, кыймылдын траекториясынын ийрилигинин радиусу

$$r = \frac{1}{(|q|/m)}\,\frac{v}{B} \qquad (7.II.8)$$

барабар болот.

Бир тектүү талаада B турактуу болгондуктан, массасы болгон заряддалган бөлүкчө айлана боюнча кыймылдайт, жана анын айлануу мезгили T турактуу болгондук болот

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{B}\cdot\frac{m}{q} \qquad (7.II.9)$$

Айлана боюнча болгон заряддын кыймылы ошол заряддын белгисине карата болот экен (7.II.3-чийме). Бул чиймеде квадраттын ичинде магнит талаасы бир тектүү жана анын күч сызыктары чийменин тегиздигине перпендикуляр болуп киришет. (⊕ белгиси менен берилген). Оң заряддалган бөлүкчө ($q>0$) солдон оңду көздөй кыймылдаса, сол колдун эрежеси боюнча жогору багытталган Лоренцтин күчү таасир этет. Эгер бөлүкчө терс зарядка ээ болгон болсо, анда ага таасир эткен күч төмөндө багытталмак.

3. Заряддалган бөлүкчө магнит талаасынын күч сызыктарына кандайдыр бир α бурчу менен кирсин (7.II.4-чийме). Магнит талаасынын багытына салыштырмалуу ылдамдык векторун жарыш жана перпендикуляр түзүүчүлөргө ажыратайлы

$$\vec{v} = \vec{v}_\perp + \vec{v}_\parallel\,,\quad v_\parallel = v\cos\alpha\,,\quad v_\perp = v\sin\alpha \qquad (7.II.10)$$

Ылдамдыктын жарыш түзүүчүсүнө магнит талаасы таасирин тийгизбешин жогоруда карадык. Мындай шартта бөлүкчө бир убакытта эки кыймылда болот - ал $v_\parallel$ ылдамдыгы менен магнит талаасынын күч сызыктарын бойлоп түз сызыктуу кыймылда болсо, $v_\perp$ ылдамдыгы менен радиусу

$$r = \frac{m}{|q|}\,\frac{v_\perp}{B} = \frac{m}{|q|}\,\frac{v\sin\alpha}{B} \qquad (7.II.11)$$

болгон айланма кыймылга катышып,

Жалпы жонунен белукчөнүн кыймылынын траекториясы спиралы сызат. Бул спиралдын арымы $h = \vartheta_{\parallel} T$ жө 7.II.9 -формуланы пайдаланып төмөндөгүнү алабыз

$$h = \frac{2\pi}{B} \frac{m}{|q|} \vartheta \cos\alpha \qquad (7.II.I2)$$

7.I2. Холлдун эффектиси

Америкалык физик Э.Холл (1880 ж) металл (алтын) тилкесин магнит талаасына жайлаштырып, ток өткөзгөндө тилкенин төмөнкү жана жогорку тегиздиктеринин A жана C чекиттеринин ортосунда потенциалдардын айырмасы $\varphi_A - \varphi_C$ пайда болорун байкаган (7.I2.I- чийме). Мындай потенциалдардын айырмасы магнит талаасы бар кезде жана анын күч сызыктары токтун багыты менен перпендикуляр кезинде гана пайда болоруна көңүл бурган. Бул кубулуш Холлдун эффектиси деп аталып калды. Бул потенциалдардын айырмасы, тилке аркылуу өткөн токтун тыгыздыгына, магнит талаасынын индукциясына $\vec{B}$ жана тилкенин бийиктигине d түз пропорциялаш экендиги тажрыйбадан аныкталган,

$$U_x = \Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = R_x j B d \qquad (7.I2.I)$$

Мында R_x-Холлдун турактуу саны. Эми электрондук теориянын негизинде Холлдун эффектин түшүндүрөлү.
Металлдарда ток электрондордун кыймылы менен байланышкан. Магнит талаасында кыймылдагы зарядка Лоренцтин күчү таасир этет. Чиймеде токтун багыты солдон оңду кездей багытталган, бул электрондордун оңдон солду кездей багытына туура келет, ал эми магнит талаасынын индукциясы $\vec{B}$ перпендикуляр багытталган. Мындай шартта электронго жогорку жакка багытталган Лоренцтин күчү таасир этет, Натыйжада электрондор өткөргүчтүн жогору жагына чогулат, ал эми төмөнкү тегиздикте терс заряддар жетишбегендиктен, оң заряддар топтолот. Ток өткөн өткөргүчтөгү заряддардын мындай бөлүнүшү, алардын ортосунда электр талаасынын пайда кылат. Бул электр талаасы электронго Лоренцтин күчүнө карама-каршы (f_l) багытта аракет кылат. Бул күч бири-бирине барабар болгондо, тең салмактуу абал $f_B = f_E$ пайда болот же болбосо .

$$e\vartheta B = eE \qquad (7.I2.2.)$$

эки жагын тилкенин бийиктиги d га көбөйтөлү

$$\vec{v}Bd = Ed = U$$

7.12.3)

токтун тыгыздыгы $j = \frac{I}{S} = nl\vec{v}$ (7.12.4)

болгондуктан, $U = \frac{j}{nl}Bd = R_x jBd$ 7.12.5)

Мында $R_x = \frac{1}{nl}$ Холлдун турактуусу, өткөргүчтөгү заряддка жана анын тыгыздыгына көз каранды экен. Ошондуктан, Холлдун тажрыйбасынан R_x ди өлчөп, андан өткөргүчтөгү электрондордун тыгыздыгын аныктоого болот экен.

Кийинчерээк, Холлдун эффектиси жарым өткөргүчтөрдө да байкалары аныкталды. Холлдун тажрыйбасын пайдаланып жарым өткөргүчтөрдөгү токту өткөргүчү заряддардын белгисин (оң, терс) аныктоого болот, себеби 7.12.5-формуладан көрүнгөндөй, потенциалдардын айырмасынын белгиси өткөргүчтөгү заряддын белгисине да жараша экен. 7.12.1-чиймеде жарым өткөргүчтүн же өткөргүчтүн зарядды алып жүрүүчүлөрү терс заряддуу электрондор болгондуктан, көрсөтүлгөн шартта жогорку бети терс потенциалга ээ, ал эми 7.12.2-чиймеде жарым өткөргүчтүн зарядын алып жүрүүчү оң заряддагы бөлүкчө болгондуктан, жогорку бети оң потенциалга ээ.

7.13. Заряддалган бөлүкчөлөрдүн ылдамдаткычтары.

Электр жана магнит талааларынын жардамы менен заряддалган бөлүкчөлөрдү (электрон, протон, мезон ж.б.) жогорку энергияга жеткирүүчү куралдарды-алардын ылдамдаткычтары деп аташат. Мындай ылдамдаткычтар ылдамдануучу бөлүкчөлөрдүн түрлөрүнө, энергияларына жана интенсивдүүлүгү менен мүнөздөлүшөт. Ылдамдатылуучу бөлүкчөлөрдүн траекториясына жана ылдамдатуунун шартына жараша ылдамдаткычтарды түз, циклдүү (мезгилдүү) жана индукциондуу кылып бөлүнүшөт. Түз ылдамдаткычтарда бөлүкчөлөрдүн траекториясы түз сызык боюнча ал эми циклдүү жана индукциондуу ылдамдаткычтарда бөлүкчөлөрдүн траекториясы айлана же спираль түрүндө болушат.

Ылдамдатылуучу бөлүкчөлөрдүн энергиясы электр талаасынан көбөйөт.

I-Түз сызыктуу ылдамдаткычтар электростатикалык жана индукциондуу болуп эки түргө ажыратылат. Электростатикалык түз сызыктуу ылдамдаткычтарда заряддуу бөлүкче ылдамдатуучу электр талаасы аркылуу бир нече жолу өтө, бөлүкчө $\Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1$ потенциалдардын айырмасын өткөндө $W=qU$ энергиясына ээ болот. Ошентип, бөлүкчө канчалык көп потенциалдардын айырмасын басып өтсө, ошончолук көп энергияга ээ болот. Заряддалган бөлүкчөлөрдү электр талаасы аркылуу бир нече жолу өткөрүү менен алардын энергиясын ондогон миллион электрон вольтко (МЭВ) жеткирүүгө болот.

Индукциондуу түз ылдамдаткычтарда заряддалган бөлүкчөлөр энергияны жогорку жыштыктагы өзгөрмөлүү электр талаасынан алышат. Бул электр талаасы ылдамдатылуучу бөлүкчөлөрдүн кыймылына жараша (синхронно) бирдей өзгөрөт. Ушундай жол менен заряддалган бөлүкчөлөрдүн энергиясын, 3 км жолду өткөндө 22 ГЭВ чейин жеткизишкен (США).

2. Азыркы мезгилдеги эң кубаттуу ылдамдаткычтар циклдүү принципте иштешет. Аларда заряддалган бөлүкчөлөр электр талаасын көп жолу басып өтүшүп ар бир өткөндө энергиясын жүздөгөн миң электронвольтко (эВ) көбөйтүп олтурат. Мындай ылдамдаткычтарга циклотрон, фазатрон, синхрофазотрондор киришет.

Циклотрон эки жука металлдан жасалган жарым тегерек коробкадан (Дуант) турушат (7.13.1-чийме). Бул дуанттардын ортосу ичке жылчык менен бөлүнгөн жана алар күчтүү магниттин эки уюлунун ортосунда жайланышат. Эки дуант өзгөрмөлүү электр талаасынын (E) булактарына туташтырылган. Бул дуанттын борборунан (C чекити) заряддалган бөлүкчөлөр бүркүлүп турат. Алар дуанттын жылчыктарынын ортосундагы электр талаасынан энергия алышат. Электр талаасынын багыты, заряддалган бөлүкчө жылчыкка жеткенде, аны ылдамдаткандай болуп өзгөрүп турат. Магнит талаасынын таасири астында заряддалган бөлүкчө айлана боюнча кыймылдагандыктан, анын айлануу мезгили заряддалган бөлүкчөнүн салыштырмалуу зарядына (q/m) жана магнит талаасынын индукциясына гана жараша болот. (7.11.9-формула)

$$T=\frac{2\pi}{(q/m)}\cdot\frac{1}{B} \qquad (7.13.1)$$

Электр талаасы дагы ушундай мезгил менен өзгөрүп турушу зарыл. Электр талаасын ар бир жолу басып, өткөн сайын аны энергиясы (ылдамдыгы) көбөйгөндүктөн бөлүкчөнүн айлануу радиусу чоңоюп олтурат (7.II.8-формула).
Мындай бөлүкчө белгилүү бир энергияга жеткенден кийин циклотрондон учуп чыгат жана аны ар түрдүү керектөөлөргө пайдаланышат. Циклотрондордо магнит талаасы туруктуу, ал эми электр талаасынын чыңалышы гармоникалык закон менен туруктуу T мезгили менен өзгөрөт.

$$E=E_0 \sin(2\pi/T)t \qquad (7.13.2)$$

Бөлүкчөнүн энергиясы (ылдамдыгы) өскөн сайын анын массасы өзгөрөрүн билебиз

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \qquad (7.13.3)$$

б.а. ылдамдыгы өскөн сайын заряддалган бөлүкчө "оордой" баштап, айлануу мезгили узарат.
Ошондуктан, бөлүкчөнүн ылдамдыгы чоңойгондо ($v\sim c$) электр талаасынын өзгөрүшү менен бөлүкчөнүн айлануу мезгилдеринин ортосундагы синхрондуулук (дал келүүчүлүк) бузула баштайт. Бөлүкчөнүн ылдамдыгы кандайдыр бир чоңдукка жеткенде, аны айлануу мезгили электр талаасынын тескери фазасына түшүп ылдамдатылбастан, тескерисинче акырындай баштайт. Ошентип, циклотрондо заряддалган бөлүкчөнү белгилүү бир энергияга чейин гана ылдамдатууга болот экен. Мындай энергиянын жогорку чеги төмөнкү формула менен аныкталат.

$$W_r=4\sqrt{m_0c^2qU_0/\pi} \qquad (7.13.4)$$

Мында q, m_0 бөлүкчөнүн заряды жана тынч абалындагы массасы, U_0 жарыктын ылдамдыгы U_0-дуанттардын ортосундагы чыңалуунун амплитудасы. Мисалы $U_0=10^5 B$ болсо, анда протон үчүн $W_r=21{,}9$ МэВ болсо, электрон үчүн $W_r\approx 1$ МэВ болот. Ошондуктан, циклотрондор электрондорду ылдамдатуу үчүн жараксыз экен.
<u>Фазатрон.</u> Фазатрондун түзүлүшү циклонтрондукунан айырмаланбайт, магнит талаасы туруктуу. Бирок фазатрондо циклонтрондогу электр талаасы менен бөлүкчөнүн айлануу мезгилдеринин бузулушу электр талаасынын мезгилин акырындап өзгөртүү аркылуу калыбына келтирилет. Заряддалган бөлүкчөнүн айлануу радиусу, анын ылдамдыгына жараша чоңоюп олтургандыктан, анын

эң жогорку энергиясы фазатрондун диаметри жана магнит индукциясынын чоңдугу менен байланышкан. Мисалы, СССРде электромагнитинин салмагы 10^7 кг, уюлдарынын диаметри 6 м болгон фазатрон протонду 680 МэВ энергияга чейин ылдамдатат. Фазатрон да циклотрон сыяктуу эле электрондорду ылдамдатууга жараксыз, себеби анын массасы, орбитасынын радиусу жана айлануу мезгили, ылдамдыгы өскөн сайын өтө тез өсүшөт.

Ошондуктан, электрондорду ылдамдатуу үчүн циклдүү ылдамдаткычтардын башка түрлөрү- бетатрон жана синхротрондор колдонушат. Бетатрондун иштөө принциби электромагниттик индукция кубулушуна негизделгендиктен аны кийинчерээк карайбыз.

Синхротрондо, өзгөрмөлүү электр талаасынын жыштыгы туруктуу ал эми магнит талаасынын индукциясы өзгөрүлөт. Бөлүкчөнүн толук энергиясы $W=mc^2$, анын массасына түз пропорциялаш болгондуктан, анын магнит талаасындагы айлануу мезгили (7.13.1) төмөндөгүчө мезгилин (7.13.1) төмөндөгүчө жазууга болот (c -жарыктын ылдамдыгы))

$$T=\frac{2\pi}{qc^2}\frac{W}{B} \qquad (7.13.5)$$

Ошондуктан, синхрондоо шарты сакталсын үчүн, бөлүкчөнүн энергиясы өскөн сайын магнит талаасынын индукциясын чоңойтуу талап кылынат. Синхротрондордо заряддалган бөлүкчөлөр спираль түрүндө эмес айланага жакынкы орбиталар боюнча айланышат.

г) Синхрофазатрон. Синхрофазатрондо жогоруда айтылган синхротрон жана фазатрондордун иштөө принциптери кошулган б.а. электр талаасынын жыштыгы жана магнит талаасынын чоңдугу өзгөртүлөт. Ошондуктан, мындай ылдамдыткычтардын жардамы менен бөлүкчөлөрдү эң чоң энергияларга чейин ылдамдатууга болот.

Серпуховдогу (СССР) синхрофазатрон протондорду 76 ГэВ чейин ал эми Чикагодогу (США) Синхрофазатрон 400 ГэВ чейин ылдамдатышат.

7.14. Магнито-гидродинамикалык (МГД) генератор

МГД-генератордун иштөө принциби Холлдун эффектисинин пайда болушуна окшош жана Лоренцтин күчүнө байланыштуу. МГД-генератордун түзүлүшү жөнөкөй (7.14.I-чийме). Ал эки жарыш тегиздикте жайланышкан А жана С өткөргүчтөн жасалган тилкелерден электрондордон турат. Бул тилкелердин ортосундагы боштукта магнит талаасы түзүлөт. Эгерде ошол боштук аркылуу плазма жогорку ылдамдыкта өтсө жана анын кыймыл багыты магнит талаасынын күч сызыктарына перпендикуляр болушса $(\vec{v} \perp \vec{B})$, Лоренцтин күчүнүн таасири менен плазманын оң заряддалган бөлүкчөлөрү бир электродко (сүрөттө жогоркусуна), ал эми терс заряддалган бөлүкчөлөр экинчи электродко бөлүнүшүп, алардын ортосунда потенциалдар айырмасы пайда болот. Бул эки электродду кандайдыр бир каршылыкка (лампочка, электромотору, утюг ж.б.) ал аркылуу ток өтөт.

МГД-генераторду түзүүдө эң негизги элемент плазманын агымы болуп эсептелет. Плазманы, жылуулук электр станцияларындагы буу турбиналарындагы жогорку температураларды ($T \sim 300°C$) пайдаланып алууга болот. Кээ бир заттардын атомдору, ушул температурада иондорго (оң жана терс заряддарга) ажырашат. Мисалы, натрийдин атомдору. Ал эми натрийдин Na иондоштурулган буулары температуранын градиентинин эсебинен ысыгыган суукту көздөй жылышып, плазманын агымын пайда кылышат. Ошентип, МГД-генератору жылуулук электростанциясы менен бирдикте иштеп, анын пайдалуу аракет коэффициентин (п.а.к.) жогорулатат. Азыркы кездеги МГД-генераторлордун кубаттуулугу ~ 100 Мегаватка жетет.

7.15. Магнит агымы

Магнит индукциясынын векторунун агымы же кыскача магнит агымы ($d\Phi$) деп элементардык dS аянтчанын магнит индукциянын векторунун аянтчага тургузулган бирдик нормалга түшкөн проекциясына B_n болгон көбөйтүндүсү аталат (7.15.I чийме)

$$d\Phi = B_n dS = B dS \cos\alpha = \vec{B} d\vec{S} \qquad (7.16.1)$$

Мында $\angle\alpha = (\bar{B} \wedge \bar{n})$, $d\bar{S} = \bar{n}\,dS$ аянтча вектору.
Бул туюнтманы толук S бети боюнча интегралдап, ошол S бети боюнча өткөн агымды алабыз,

$$\Phi = \int_S B_n\,dS = \int_S \bar{B}\,d\bar{S} \qquad (7.15.2)$$

7.15.1-формуладан $B_n = d\Phi/dt$ б.а. B_n-бирдик аянтка туура келген күч сызыктардын санына барабар болгондуктан, магнит агымы ошол аянтча аркылуу өткөн күч сызыктардын толук санына барабар. Магнит агымы оң жана терс болуп белгиси менен да айырмаланат. Чындыгында эгерде $\alpha < 90^\circ$ болсо $\cos\alpha > 0$, магнит агымы ($d\Phi > 0$) оң сан болот. Бул учурда магнит талаасынын күч сызыктары нормаль тургузулган беттен чыгышат. Эгерде $\alpha > 90^\circ$ болсо магнит күч сызыктары нормал тургузулган бетке кирет, $\cos\alpha < 0$ магнит агымы Φ терс мааниге ээ болот. Магнит агымы бир тектүү жана S бети жалпак болсо магнит агымы $\Phi = BS$ болот.

Эгерде магнит талаасы бир тектүү болбосо жана S бети жалпак болбосо, S бетин элементардык dS бетчелерге бөлүү керек. Мындай бетчелердин аянтын ар биринен бирдей сандагы бир тектүү күч сызыктар өткөндөй кылып тандоо зарыл. Жалпы магнит агымы 7.15.2 -формула менен аныкталат.
Магнит агымынын бирдиги СИ системасында $[\Phi] = [B][S] = Тл \cdot м^2 = \frac{В \cdot с}{м^2} м^2 = В \cdot с$ Вебер (Вб) деп аталат.
СГСМ системасында Максвелл экс.

$$1\,Мкс = 1\,Гс \cdot 1\,см^2,\ 1\,Тл = 10^4\,Гс,\ 1\,Вб = 10^8\,Мкс$$

7.16. Остроградский-Гаусстун магнит талаасы үчүн теоремасы

Туюк бет аркылуу өткөн магнит агымы нөлгө барабар,

$$\oint_S B_n\,dS = \oint_S \bar{B}\,d\bar{S} = 0 \qquad (7.16.1)$$

Бул теорема магнит талаасынын күч сызыктарынын туюктугунан (соленоидалдуулугунан) келип чыгат (7.16.1-чийме). Туюк беттин S_1 жагынан кирген магнит агымы S_2 бетинен чыккан агымга сан жагынан бирдей, бирок белгилери карама каршы $\Phi_1 = \Phi_2$ себеби кирген жана чыккан сызыктардын сандары бирдей. Ал эми жалпы магнит агымы алардын суммасына барабар

7.17. Магнит чынжырларынын закондору

Биз жогоруда, соленоиддин жана торроиддин өзөктөрүндө магнит талаасы пайда болорун караганбыз. Ушул сыяктуу магнит талаасы топтолгон мейкиндиктин бөлүктөрүнүн тобун магниттик чынжырлар деп аташат. Магнит талаасын күчөтүү үчүн магнит өтүмдүүлүгү μ өтө чоң болгон магниттик материалдардын турган магниттик чынжырларды колдонушат (мисалы, темир). Мындай чынжырлардагы магнит талаасынын булагы болуп чынжырдын бир бөлүгүн түзгөн токтуу катушка эсептелет. Трансформаторлор, электромагниттер, электромотор ж.б. элементерден турган магнит чынжырын эсептөө маанилүү мааниге ээ. Магниттик чынжырларды эсептөө толук токтун законуна жана Остроградский-Гаусстун магнит талаасы үчүн теоремасына негизделет.

Жөнөкөй мисал катары, ичке жылчыктуу шакек сыяктуу өзөктүү соленоидден турган магнит чынжырын карайлы. Оромолордун саны N, токтун күчү I. l_2-абадагы жылчыктын кеңдиги, l_1 -өзөктүн узундугу 7.17.1-чийме).

Толук токтун закону боюнча соленоиддеги магнит талаасынын чыңалышы

$$\oint H_l dl = k4\pi NI \tag{7.17.1}$$

Өзөктөгү l_1 жана жылчыктагы абада ($l_2, \mu_2=1$) магнит талааларынын чыңалышы ар түрдүү болгондуктан

$$H_1 = \frac{B}{\mu_1\mu_0} \qquad H_2 = \frac{B}{\mu_2\mu_0} \tag{7.17.2}$$

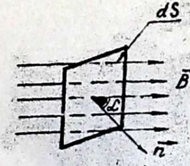
же болбосо $\oint H_l dl = H_1 l_1 + H_2 l_2 = B\left(\frac{l_1}{\mu_1\mu_0} + \frac{l_2}{\mu_2\mu_0}\right) = 4\pi kNI$

$$B = k\mu_0 \frac{4\pi NI}{\frac{l_1}{\mu_1} + \frac{l_2}{\mu_2}} \qquad 7.17.6.$$

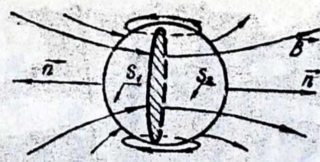
Эгерде өзөк туюк темирден болсо ($\mu_1 = \mu_2 = \mu$)

$$B = B_1 = k\mu \frac{4\pi IN}{l_1 + l_2} \tag{7.17.7}$$

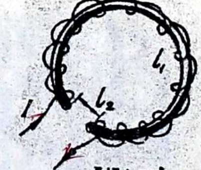
$\mu_1 \gg \mu_2$ болгондуктан, $B_1 > B$ болот, б.а. өзөк туюк болбосо, андагы абалуу жылчык жалпы катушкадагы магнит талаасынын азайышына алып келет экен. Мындай болбос үчүн жылчыкты өтө



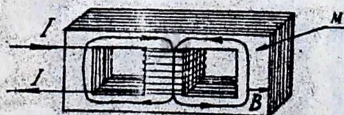
7.15.1-чизма



7.16.1-чизма

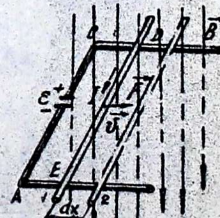


7.17.1-чизма

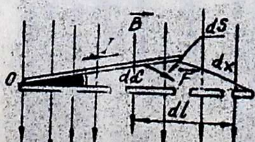


7.17.2-чизма

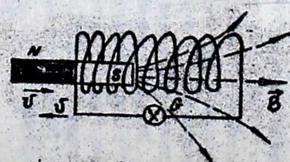
7.17.3-чизма



7.18.1-чизма



7.18.2-чизма



8.1.1-чизма

кичинекей жышы керек.

7.17.6.барабардыктын эки жагын өзөктүн кесилиш аянтына көбөйтүп, ал аркылуу өтүүчү магнит агынын алабыз

$$\Phi = BS = k\frac{4\pi IN}{\frac{1}{\mu_1\mu_0}\frac{l_1}{S}+\frac{1}{\mu_2\mu_0}\frac{l_2}{S}} \qquad (7.17.8)$$

Бул туюнтма, Омдун толук чынжыры үчүн законуна түспөлдөш көрүнөт; б.а.

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} = \frac{\mathcal{E}_M}{R_1+R_2} \qquad (7.17.9)$$

Мында $\mathcal{E}_M = k4\pi NI$ магнит агынын түзүүчү магнит кыймылдатуучу күчү

$R_1 = \frac{1}{\mu_1\mu_0}\frac{l_1}{S}$ - өзөктүн магниттик каршылыгы

$R_2 = \frac{1}{\mu_2\mu_0}\frac{l_2}{S}$ - жылчыктын магниттик каршылыгы

$R_M = R_1 + R_2$ - магнит чынжырынын толук каршылыгы

Ошондуктан, 7.17.9-туюнтма Омдун магнит чынжырлары үчүн толук закону деп аталат.

Татаал магнит чынжырларынын магниттик мүнөздөөчү чондуктарды эсептөө үчүн Кирхофтун эрежелери колдонулат. Кирхофтун I-эрежеси

$$\sum_{i=1}^{N}\Phi_i = 0 \qquad (7.17.10)$$

магнит өткөргүчтөрдүн түйүндөрүндөгү магнит агындарынын алгебралык суммасы нөлгө барабар.

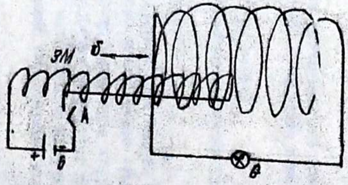
Кирхофтун II-эрежеси $\sum_{i=1}^{N}\Phi_i R_{Mi} = \sum_{i=1}^{N}\mathcal{E}_{Mi}$ (7.17.11)

тармакталган магнит чынжырынын ар кандай туюк контурунда магнит агындарынын чынжырдын тиешелүү бөлүктөрүнүн магниттик каршылыктарына болгон көбөйтүндүлөрдүн алгебралык суммасы ошол контурдагы магнит кыймылдаткыч күчтөрдүн алгебралык суммасына барабар. 7.17.2-чиймеде жөнөкөй тармакталган магнит чынжыры-электромагнит берилген, анын эквиваленттүү схемасы 7.17.3-чиймеде көрсөтүлгөн.

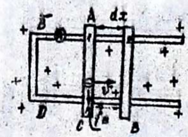
Киркгофтун эрежелерин (7.17.10-7.17.11) колдонуп, электромагниттин керектүү магниттик мүнөздөмөлөрүн эсептей алабыз.

7.18. Магнит талаасындагы токтуу өткөргүч жылгандагы жумуш

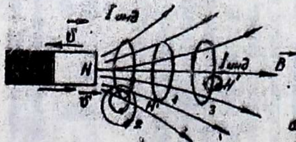
Магнит талаасына ($\vec{B}$) токтуу өткөргүчтү жайлаштыралы (7.18.1-чийме) АСДЕ электр контурунун DE бөлүгү контакты бою



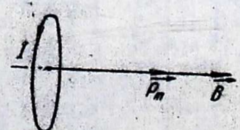
8.1.2-чизма



8.2.1-чизма

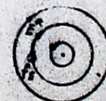


a)



б)

8.1.3-чизма



8.2.2-чизма

бай эркин жылуу мүмкүнчүлүгү бар дейли. Анда бул dE өткөргүчкө Ампердин күчү аракет кылат

$$F = k' I l B \sin\alpha \qquad (7.18.1)$$

Биздин шартта $l \perp B$ болгондуктан
Бул күчтүн таасири астында DE өткөргүч dx аралыгына жылып,

$$dA = F dx = k' I d l B dx = k' I B l dx = = k' I B dS = k' I d\Phi \qquad (7.18.2)$$

жумуш аткарылат.

Эгерде токтун багыты магнит индукциясынын күч сызыктарына перпендикуляр болбосо, анда $\vec{B} = \vec{B}_{\perp} + \vec{B}_{\parallel}$ векторун түзүүчүлөргө ажыратуу керек. Бул вектордун $B_{\parallel}$ түзүүчүсү токко аракет кылбагандыктан, анын $B_{\perp}$ түзүүчүсүн гана алуу керек, анда $d\Phi = B_{\perp} dS$ болот. Ошондой эле тогу бар өткөргүч магнит талаасында кандайдыр бир O огунун айланасында айлансын дейли. Мурдагыдай эле $B \perp I d l$ жөнөкөй учурун карайлы. Магнит талаасынын таасири менен өткөргүч оң жакты көздөй айланат. Андагы аткарылган жумуш (7.18.2-чийме)

$$dA = k' I d l B dx = k' I d\Phi \qquad (7.18.3)$$

Ошентип, бул эки мисалдын негизинде төмөнкүдөй жыйынтыкка келебиз: магнит талаасында жайланышкан токтуу өткөргүчтү жылдыруудагы Ампердин күчүнүн аткарган жумушу, ошол туруктуу I токтун күчүн, ток өзүнүн кыймылынын натыйжасында кийип өткөн бет аркылуу өткөн магнит $d\Phi$ агымынын көбөйтүндүсүнө барабар экен.

Эгерде ток өтүп жаткан контурдун бир гана эмес, контур толугу менен магнит талаасында жылса, анда аткарылган жумуш контурдагы туруктуу токтун күчүн, ошол контур жылганда ал аркылуу өткөн магнит агымын өзгөрүшүнүн ($d\Phi$) көбөйтүндүсүнө барабар экендигин көрсөтүүгө болот. Эгерде контурдун биринчи абалындагы магнит агымы Φ_1 болсо, жылгандан кийинки экинчи абалындагы магнит агымы Φ_2 болсо, $d\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$

$$A_{12} = I(\Phi_2 - \Phi_1) \qquad (7.18.4)$$

Глава 8. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯ

8.1.Электромагниттик индукция кубулушу жана анын негизги закону

Мурдагы главада электр тогу магнит талаасын булагы болорун кердук. Бул кубулуштун тескериси да болушу керек, б.а. магнит талаасы токту пайда кылабы деген суроо туулат. Бул суроого, 1831 жылы Фарадей жооп берген.

Фарадей туруктуу магнитти жана катушканы алган (8.1.1-чийме). Катушканы гальванометрге туташтырып, магнитти катушканын ичине салып, ары бери жылдырганда гальванометрдин жебеси да ары бери жылган. Демек, катушка жана гальванометрден турган чынжырда ток пайда болот экен. Токтун багыты магниттин катушкага салыштырмалуу кыймылына, ал эми токтун чоңдугу ошол кыймылдын ылдамдыгына жараша болорун Фарадей байкаган.Эгерде магнитти электромагнит менен алмаштырып, аны катушканын ичине салып, ары бери кыймылдатсак мурдагыдай эле натыйжаны алабыз (8.1.2-чийме).

Эми катушканын ичине электромагнитти салып коюп, A ачкычынын жардамы менен аны токтун булагы $Б$ туташтырсак, туташтырган учурда гальванометрдин жебесинин диртилдегенин байкайбыз. A ачкычын кайра ажыраткан учурда да гальванометрдин жебеси диртилдейт. Эми A ачкычын тез-тез ачып жапсак гальванометрдин жебеси оңго-солго термеле берерин керебуз.

Бул тажрыйбалар Фарадейге таандык. Магнит талаасынын кыймылынын таасири астында туюк чынжырда электр тогу пайда болот экен. Бул токту индукциялык ток деп, ал эми кубулуштун езун электромагниттик индукция деп аташты.

Кеп сандагы ушундай тажрыйбаларды негизинде индукциялык ток качан гана магнит талаасынын куч сызыктары еткергучту кесип, туюк контур кучагына алган куч сызыктардын саны езгергенде б.а. туюк контур аркылуу магнит езгергенде пайда болот деген, жыйынтыкка Фарадей келген.

Чындыгында эле туруктуу магнитти шакек сыяктуу туюк контурга (1-абал) жакындатсак (2-абал), контурдун ичи аркылуу еткен магниттик куч сызыктардын саны кебейет (магнит агыны да чоңоет, ал эми алыстатсак (3-абал) контур аркылуу еткен куч сызыктардын саны азайат (8.1.3-чийме). Ал эми магниттин ылдамдыгы чоңойгондо гальванометрдин жебеси көбүрөөк жылат, б.а. пайда болгон индукциялык токтун күчү да чоңоет экен. Бул учурда магнит агынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгы өзгөрөрүн оңой эле көрүүгө болот. Ошентип, индукциялык токтун чоңдугу магнит агынынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына түз пропорциялаш экен,

$$I_{ind} \sim \frac{d\Phi}{dt}$$

(8.I.I,)

Биз жогоруда магниттин катушкага салынтырмалуу кыймылынын багытына жараша, гальванометрдин жебесинин кыйшайуу багытын б.а. пайда болгон индукциялык токтун багытынын өзгөрөрүн көрдүк. Индукциялык токтун багытынык менен магнит агынын өзгөрүшүн ортосундагы байланышты Э.Х.Ленц көрсөткөн 1834 ж).

Ленцтин закону төмөнкүдөй айтылат:

Туюк алкактагы индукциялык ток ар дайым, өзүн пайда кылган магнит агынын өзгөрүшүнө карама каршы (магнит талаасын түзгөндөй) аракет жасагандай багытта пайда болот.

Бул закон түшүнүктүү болсун үчүн 8.I.3-чиймеге көңүл бөлөлү. Шакек сыяктуу туюк контур магнитке салыштырмалуу алгачкы I-абалда болсун. Эми магнитти контурга $\vec{v}$ ылдамдыгы менен жакындатсак (2-абал), анда ал аркылуу өткөн магнит агыны (күч сызыктар) көбөйөт. Ленцтин эрежеси боюнча, бул учурда пайда болгон индукциялык токтун багыты өзү түзгөн магнит талаасы $\vec{H}'$ магнит агынын өсүшүнө каршылык көрсөткөндөй багытта болушу керек. Демек, индукциялык токтун I_{ind} айланасында пайда болгон H' магнит талаасы магнит түзгөн магнит талаасына $\vec{B}$ карама каршы багытта болушу керек $(\vec{H}' \uparrow\downarrow \vec{B})$. Ал үчүн индукциялык ток саатын жебеси айланган багытта пайда болот, б.а. контурдун магнит моменти $\vec{P}_m = I_{ind} \cdot S\vec{n}$ магниттин магнит индукциясынын $\vec{B}$ багытына каршы багытталат $(\vec{P}_m \uparrow\downarrow \vec{B})$

Эми магнитти контурдан $\vec{v}$ ылдамдыгы менен алыстаталы (3-абал). Анда контурду кесип өткөн күч сызыктардын саны (магнит агыны) азаят. Бул учурда индукциялык токтун түзгөн магнит талаасы $\vec{H}'$, өзүн пайда кылган магнит агынын азайышына каршылык кылган, б.а. сыртки магнит талаасына $\vec{B}$ кошулгандай $\vec{H}' \uparrow\uparrow \vec{B}$ болушу керек. Биздин шартта индукциялык токтун багыты (3-абал) саат жебесинин айланышына карама каршы багытта пайда болот.

Англиялык окумуштуу Дж.Максвелл (1855г) Фарадейдин тажырыйбаларын жыйынтыктап, Ленцтин законун эске алып электромагниттик индукция кубулушун негизги законун жазган.

$$\mathcal{E}_{инд} = -k' \frac{d\Phi}{dt} \qquad (8.1.2)$$

б.а контурдагы электромагниттик индукциянын электр кыймылдаткыч күчү ($\mathcal{E}_{инд}$), ошол контур аркылуу өткөн магнит агымын өзгөрүүсүнүн ылдамдыгына түз пропорциялаш экен. Мында k' -пропорция коэффициенти, минус (-) белгиси Ленцтин эрежеси боюнча, индукциялык токтун багытын көрсөтөт, б.а. контурдун магнит ийини ($\overline{P}_m = I_{инд}\, S\overline{n}$) магнит агымын өзгөрүшүнө тескери багытталган болот.

Эгерде магнит агымы өссө ($d\Phi/dt > 0$), анда $\overline{P}_m \uparrow\downarrow B. \mathcal{E}_{инд} < 0$ ал эми магнит агымы азайса $d\Phi/dt < 0$; $\overline{P}_m \uparrow\uparrow \overline{B}$, $\mathcal{E}_{инд} > 0$

8.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯНЫН ЭЛЕКТР КЫЙМЫЛДАТКЫЧ КҮЧҮНҮН (ЭКК) ТАБИЯТЫ

Электромагниттик индукция кубулушунун негизги законунун (8.1.2) физикалык табиятына көңүл буралы. Ал үчүн, 8.2.1-чиймеде берилген, магнит талаасындагы (ABCD) туюк контурду карайлы. Бул контурдун АС капталы (1-абал) калган эки капталында бош жатсын дейли. Магнит индукциясынын күч сызыктары контурдун тегиздигине тик киришсин (+) менен белгиленген). Эгерде контурдун АС жагын оңду көздөй ϑ ылдамдыгы менен жылдырсак, анда А амперметри токтун пайда болгонун көрсөтөт. Мунун себеби эмнеде ? АС өткөргүчү оңду көздөй жылганда аны менен кошо андагы электрондор да жылышат. Бул электрондорго магнит талаасы Лоренцтин күчү f_B менен аракет кылат (8.2.1-чийме)

$$f_B = k' e \vartheta B \qquad (8.2.1)$$

Бул күч, электронго чыңалышы $\overline{E}^*$ болгон электр талаасынын аракетине эквиваленттүү

$$\overline{f}_E = e\overline{E}^* \qquad (8.2.2)$$

Бул эки барабардыкты теңдеп төмөнкүнү алабыз

$$\overline{E}^{*} = k[\overline{v} \times \overline{B}] \tag{8.2.3}$$

Контурдун АС, жагы жылганда анда ток пайда болушу, бул күчтөрдүн таасир менен электрондордун туюк контур боюнча айланып кыймылдашы менен түшүндүрүлөт. Демек, E^{*} электр талаасы электростатикалык боло албайт. Ошондуктан, мындай талааны индукциялык электр талаасы деп аташат, жана аны электростатикалык талаадан айырмалаш үчүн жылдызча ($*$) менен белгилеп коебуз. Бул электр талаасынын күч сызыктары, магнит талаасыныкындай эле, туюк болушат (8.2.2-чийме) Индукциялык E^{*} талаасынын АС кесиндисиндеги электронду жылдыруу үчүн аткарган жумушу

$$A_{AC} = e\int_A^C E_l^{*} dl$$

барабар болот. Ал эми бирдик зарядды жылдырууга сарпталган жумуш электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК) экенин жана 8.2.3-формуланы эске алып төмөнкү туюнтманы алабыз.

$$\mathcal{E}_{инд} = \frac{A_{AC}}{e} = \int_A^C E_l^{*} dl = k'\int_A^C B dl\, \vartheta\, \frac{dt}{dt} = k'Bl\frac{dx}{dt}$$

$$\mathcal{E}_{инд} = \int_A^C E_e^{*} dl = -k'\frac{d\Phi}{dt} \tag{8.2.4}$$

Мында $\quad d\Phi = Bl\,dx = BdS, \quad dx = \vartheta dt$

Эгерде контурдун АС жагы гана эмес, анын өзү магнит талаасында жылса же контур майышса анда 8.2.4-туюнтма мурдагыдай эле мааниге ээ болот, мында $d\Phi$ контур жылгандагы же майышкандагы магнит агымынын өзгөрүшү. Бул шартта E^{*} туюк контурду бойлойт. Ошентип 8.2.4-туюнтманы жалпы учур үчүн

$$\mathcal{E}_{инд} = \oint_L E_e^{*} dl = -k'\frac{d\Phi}{dt} \tag{8.2.5}$$

деп жазууга болот. Бул барабардыктагы $\oint_L E_e^{*} dl$ туюнтмасы электр талаасынын туюк контур боюнча циркуляциясы экендигин эске салалы. Демек, индукциялык электр талаасынын индукциясынын циркуляциясы магнит талаасыныкы сыяктуу, нөлгө барабар эмес экен. Бул индукциялык электр талаасынын күч сызыктарынын туюк, соленоидалдуу экендигинен келип чыгат (8.2.2-чийме). Биз мурда электростатикалык талаанын чыңалышы $\overline{E}$ векторун карагансыз. Анын күч сызыктары ачык, б.а. оң заряддардан башталып, терс заряддарга киришет. Мындай талааны потенциалдуу деп коюшат. Бул эки талаа E жана E^{*} электр заряддарга бирдей таасир этишет, бири бири менен түзүлүшү менен

гана айырмаланышат.
Электростатикалык талаа $\vec{E}$ заряддардын айланасында пайда болсо, индукциялык электр талаасы $\vec{E}^*$ өзгөрмөлүү магнит талаасынын айланасында пайда болот экен.

8.3. Алкактын магнит талаасындагы айланышы. Генераторлор.

Электромагниттик индукция кубулушу механикалык энергиядан электр энергиясын алууга мүмкүнчүлүк берет. Өткөргүчтү магнит талаасында жылдырса, анда индукциялык ток пайда болорун жогоруда көрдүк. Электр тогунун генераторунун эң жөнөкөй мисалын карайлы. Өткөргүчтөн жасалган алкакты индукциясы $\vec{B}$ болгон магнит талаасында айланталы (8.3.1-чийме). Алкактын аянты S, ага тургузулган нормаль n болсун. Бул алкакты OO огунун айланасында ω бурчтук ылдамдыгы менен айлантaлы. Анда магнит агымы убакыттын t учурунда

$$\Phi = BS\cos\omega t \tag{8.3.1}$$

барабар болот. Убакыттын өтүшү менен магнит агымы өзгөргөндүктөн алкакта индукциянын ЭКК пайда болот.

$$\mathcal{E}_{ин} = -k'\frac{d\Phi}{dt} = k'BS\omega\sin(\omega t) \tag{8.3.2}$$

ал эми анда пайда болгон ток

$$I_{ин} = k'\frac{BS\omega}{R}\sin(\omega t) \tag{8.3.2}$$

Олентип, алкакта пайда болгон ЭКК жана индукциялык ток синус закону боюнча өзгөрөшөт экен. ЭКК амплитудасы (эң чоң мааниси)

$$\mathcal{E}_{max} = BS\omega = \mu\mu_0 HS\omega \tag{8.3.3}$$

магнит талаасынын чыңалышы $\vec{H}$, алкактын аянты S анын айлануу ылдамдыгы ω жана ал оролгон магниттик чөйрөнүн өтүмдүүлүгү μ жараша болот экен. Магнит талаасынын чыңалышын чоңойтуу үчүн чоң, кубаттуу магниттерди же электромагниттерди колдонуу керек.
Бирок, анын да чеги бар, магнитти өтө чоңойто албайбыз. Айлануу ылдамдыгын ω да өтө чоңойтууга болбойт, себеби жо-

торку ылдамдыкта, айлануучу бөлүккө (роторго) борбордон четтөөчү чоң күч таасир этип, ал таянган ок ийилиши мүмкүн болгондуктан, $\omega = 2\pi\nu$ айлануу жыштыгын белгилүү чондукта алышат. Биздин өлкө үчүн жыштык $\nu_0 = 50$ Гц болот. Демек, ЭКК чоңойтуунун эки ыкмасы ыңгайлуу: I) алкактын аянтын (S) чоңойтуу. Ал үчүн бири бирине удаалаш туташкан алкактарды биринин үстүнө бирин ороит. Мындай алкактардын саны N болсо, аянт NS болот да ЭКК N эсеге чоңоет. 2) удаалаш туташтырылган алкактарды магнит өтүмдүүлүгү чоң болгон магниттик затка (ферромагнитке) ородот. Мында ЭКК μ эсеге чоңоет. Ушундай жолдор менен ЭКК күчүн миллиондогон вольтко жеткиришет. Биз жогоруда электр тогунун генераторунун негизги иштөө принцибине токтолдук. Мындай генератордун айлануучу бөлүгүн ротор, ал эми кыймылсыз бөлүктөрүн статор деп аташат. Роторду ар түрдүү жолдор менен айлантышат. Суу менен (ГЭС), жылуулук менен (ТЭЦ), атомдук энергия менен (АЭС), шамал менен (ШЭС), дизель мотору менен (ДЭС) ж.б. мындай генераторлор көбүнчө өзгөрмөлүү токту иштеп чыгышат. Алар туруктуу ток иштеп чыксын үчүн токту алуу (токосъемник) схемасын гана өзгөртүү жетиштүү. 8.3.I-чиймесинде алкактын чыгыш A жана C учтары эки түйүк шакекчелерден контакттары аркылуу керектөөчү аймактарга ($R_н$) өзгөрмөлүү ток берилет. Эгерде биз алкактын A жана C учтарын жарым шакекчелерге туташтырсак (8.3.2-чийме) анда генератордон багыты боюнча туруктуу, чоңдугу боюнча өзгөрмөлүү ток алынат. Бул токтордун (туруктуу, өзгөрмөлүү) убакыттан болгон көз карандылыгынын графигин тургузууну өзүңөргө сунуш кылабыз. Мындай токтун чоңдугу да туруктуу болсун үчүн жарым шакекчелерди кыска, бири биринин айлана боюнча жылып жайланышкан сегменттерге алмаштырышат (8.3.3-чийме). Карама каршы жайланышкан эки сегментке (I-5, 2-6, 3-7, 4-8) өзүнчө алкактардын учтары туташтырылган. Бул алкактар сегменттер сыяктуу эле бири биринен белгилүү бурчка жылып жайланышат.

Электромотор. Электромотордун иштөө принциби генератордун тескерисинче. Эгерде биз караган схеманын (8.3.I-чийме) роторуна ток берсек, анда ал айланып, электромоторго айланат. Ампердин законун эске алсак, оңой эле электромотордун иштөө принцибин түшүндүрүүгө болот.

8.4. Өз ара индукция

Биз электромагниттик индукция кубулушу караганыбызда, контурдагы индукциялык ток, контур аркылуу өткөн магнит агымы өзгөргөндө, пайда болорун көрдүк. Бирок бул индукциялык токтун пайда болушу магнит агымынын жарагышына жараша болбостон, анын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына гана көз каранды экен. Контурду кесүүчү магнит талаасы тышкарыдан келеби же ал ошол контурдун өзү пайда болгонуна жараша, электромагниттик индукция кубулушу өз ара жана өзүмдүк индукция болуп экиге бөлүнөт. Адегенде өз ара индукцияны карайлы. Жарыш тегиздиктерде жаткан эки илмек түрүндөгү контурду алып, биринчи контурду токтун булагына, экинчисин гальванометрге (Г) туташтыралы (8.4.1-чийме). Биринчи контур аркылуу I_1 тогу өткөндө анын айланасында магнит талаасы пайда болот. Бул магнит талаасынын күч сызыктары ($\vec{B}$) экинчи контурду кесип өтүп, Φ_{21} магнит агымын түзүшөт. Эгерде I_1 тогун эки эсе көбөйтсөк, Φ_{21} магнит агымы дагы эки эсеге чоңоёт, б.а. бул магнит агымы I_1 тогуна түз пропорциялаш

$$\Phi_{21} = k' M_{21} I_1 \tag{8.4.1}$$

Мында пропорция коэффициенттери k' – өлчөө системасына жараша болот (СИ: $k'=1$), M_{21} – өз ара индукциянын коэффициенти, контурлардын өз ара жайланышуу абалдарына жана калыптарына жараша болот. Эми экинчи контурга ток булагын туташтырып, ток жүргүзүп (I_2) биринчи контурга гальванометрди туташтыралы. Анда экинчи токтун түзгөн магнит талаасынын биринчи контурга түзгөн магнит агымы

$$\Phi_{12} = k' M_{12} I_2 \tag{8.4.2}$$

I_2 тогуна түз пропорциялаш болот. Эгерде бул контурлардын өз ара ээлеген орундары жана калыптары өзгөрүлбөсө өз ара индуктивдүүлүктүн коэффициенттери M_{12} жана M_{21} барабар болушат, $M_{21} = M_{12} = M$ – өз ара индуктивдүүлүктүн коэффициенти деп аталат.

Биринчи контур аркылуу өткөн токту R каршылыгынын жардамы менен өзгөртсөк, экинчи контурдагы магнит агымы да өзгөрүп, анда ЭКК пайда болот

$$\mathcal{E}_2 = -k' \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -k' \frac{d}{dt} = -k' \frac{d}{dt}(k'MI_1) = -(k')^2 M \frac{dI_1}{dt} \quad (8.4.3)$$

Демек, экинчи контурда пайда болгон ЭКК ($\mathcal{E}_2$) биринчи контурдагы токтун өзгөрүү ылдамдыгына $\frac{dI_1}{dt}$ түз пропорциялаш экен.

Эми 8.4.3-формуланы пайдаланып өз ара индуктивдүүлүктүн коэффициентинин өлчөө бирдигин СИ системасында аныктайлы.

Биринчи контурдагы токтун өзгөрүш ылдамдыгы бирге барабар ($dI_1/dt = 1$) болгондо, экинчи контурда 1 Вольт ЭКК пайда болсо мындай эки контурдун өз ара индуктивдүүлүгү 1 Генриге (Гн) барабар болот, б.а. $(dI/dt) = 1,\ k' = 1\ (\mathcal{E}_2) = 1B\ [M] = 1Гн$

8.5. Жалпы өзектүү эки соленоиддин өз ара индукциясы

Бир өзекке оролгон эки катушканын индуктивдүүлүгүн карайлы. Туюк өзектүн магнит өтүмдүүлүгү μ, туурасынан кесилиш аянты S, узундугу l_{rs} барабар. Өзекке оролгон катушкалардын оромдорунун саны N_1 жана N_2 ге барабар. Биринчи катушка аркылуу тогун өткөрсөк, өзек аркылуу

$$\Phi = BS = k 4\pi \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S I_1 \quad 8.5.1.)$$

магнит агымы жүрөт.

Бул магнит агымы экинчи катушканын оромодор аркылуу өтөт жана экинчи катушка аркылуу өткөн толук магнит агымы

$$\Phi_{21} = N_2 \Phi = k 4\pi \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S I_1 \quad (8.5.2.)$$

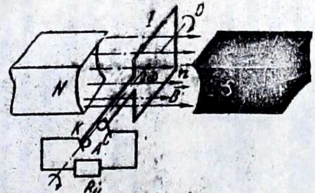
барабар болот. Акыркы туюнтманы 8.4.1-формула менен салыштырып бул эки катушканын өз ара индуктивдүүлүгүн табабыз

$$M = \frac{\Phi_{21}}{k' I_1} = \frac{k}{k'} 4\pi \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S \quad 8.5.3)$$

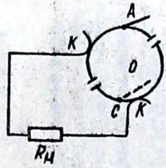
СИ системасында $k' = 1$, $k = \frac{1}{4\pi}$, $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м болгондуктан

$$M = \mu\mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S \quad (8.5.4.)$$

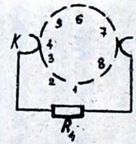
Өз ара индукциянын мисалы катары трансформаторду карайбыз (8.5 2-чийме. Жалпы туюк темир өзекке кийгизилген эки катушка трансформатор деп аталат. Оромдорунун саны N_1 болгон ка-



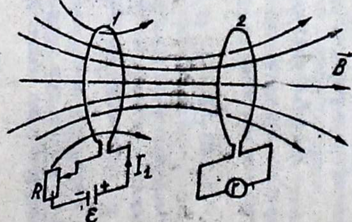
8.3.1 - чизма



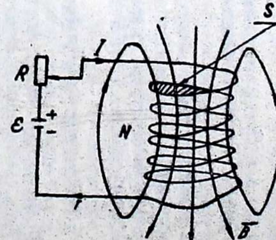
8.3.2 - чизма



8.3.3 - чизма



8.4.1 - чизма



8.5.1 - чизма

тушкага $\mathcal{E}_1$ ЭКК булагын туташтырып, I_1 өзгөрмөлүү ток өткөндө өзөктө Φ магнит агымы пайда болот. Биринчи жана экинчи катушкалар аркылуу өткөн магнит агымдар $N_1\Phi$ жана $N_2\Phi$ барабар болот. Бул магнит агымдары өзгөрмөлүү болушуп, катушкаларда индукциянын ЭКК пайда кылышат. Омдун закону боюнча биринчи катушкадагы чыңалуунун төмөндөшү $U=I_1R_1$ сырткы ЭКК $\mathcal{E}_1$ жана пайда болгон индукциянын ЭКК $\mathcal{E}_{инд}=-k'\dfrac{d(N_1\Phi)}{dt}$ суммаларына барабар

$$\mathcal{E}_1-k'N_1\frac{d\Phi}{dt}=I_1R_1 \tag{8.5.5}$$

Ошондой эле экинчи катушка үчүн

$$\mathcal{E}_2-k'N_2\frac{d\Phi}{dt}=I_2R_2 \tag{8.5.6}$$

Бул катушкалардын каршылыктарын, алардагы чыңалуунун төмөндөшү ($U_1 U_2$) аларда пайда болгон индукциянын ЭКК $\mathcal{E}_{инд1}$, $\mathcal{E}_{инд2}$ чоңдуктарынан көп эсе аз болгондой кылып тандашат :

$$I_1R_1 \ll \mathcal{E}_{инд1} \quad I_2R_2 \ll \mathcal{E}_{инд2} \tag{8.5.7}$$

Мындай шартта 8. 5.5 жана 8.5.6-туюнтмалардан

$$\mathcal{E}_1\approx k'N_1\frac{d\Phi}{dt}; \quad \mathcal{E}_2\approx k'N_2\frac{d\Phi}{dt}$$

Бирин экинчисине бөлүп, $\mathcal{E}_1:\mathcal{E}_2=N_1:N_2$ же $\mathcal{E}_1N_2=\mathcal{E}_2N_1$ (8.5.8)
Трансформатордун киришине берилген $\mathcal{E}_1$ ЭКК анын чыгышында пайда болгон $\mathcal{E}_2$ ЭКК болгон катышы алардын оромолдорунун санын катышына барабар экен. N_1/N_2-трансформатордун күчөтүү коэффициенти деп аталат. Эгерде $\frac{N_2}{N_1}>1$ трансформатордун чыгышындагы $\mathcal{E}_2$ ЭКК кириштиндегиден N_2/N_1) эсе чоң болот. Мындай трансформаторлор жогорулатуучу деп аталышат. Тескерисинче ($N_2/N_1<1$) болсо төмөндөткүч трансформатор болот. Трансформатор аркылуу берилүүчү энергия анын киришинде жана чыгышында бирдей болгондуктан, жогорулатуучу трансформаторлордун чыгышында чыңалуу чоңойсо ток күчү азаят. Жогорулатуучу трансформаторлор электр энергиясын алыс аралыкка берүүдө колдонулат, себеби өткөргүч аркылуу өткөн токтун жоготулушу (Джоулдун жылуулугуна, $Q=I^2Rt$ кетет) токтун күчүнүн квадратына түз пропорциялаш, б.а. электр энергиясын алыс аралыкка бериш үчүн токтун күчүн азайтып, чыңалууну көбөйтүү пайдалуу экен. Азыркы электр станциялар пайдалануучулардан ондогон, жүздөгөн километр аралыкта жайланышкандыктан, чыңалууну да ондогон, жүздөгөн киловольтко жогорулатып беришет ($\sim 10^6$ Вольт). Мындай

жогорку чыналуудагы электр энергиясын пайдалануу үчүн төмендетүүчү трансформаторлорду пайдаланышат

8.6. Өзүмдүк индукция

Биз жогоруда бир катушка аркылуу өзгөрмөлүү токтун экинчи катушкага тийгизген таасирин, өз ара индукцияны, карадык. Эми ошол өзгөрмөлүү ток өткөн катушканын өзүнө тереңирээк көңүл бөлөбүз.

Катушка аркылуу ток өткөндө, анын айланасында пайда болгон магнит талаасы катушканын өз оромдорун кесип, магнит агымын түзөт. Бул магнит агымы ал аркылуу өткөн I тогуна түз пропорциялаш (8.6.1-чийме)

$$\Phi = k'LI \tag{8.6.1}$$

Мында L - өзүмдүк индукциянын коэффициенти же контурдун индуктивдүүлүгү деп аталат.

Өзүмдүк индукциянын коэффициенттин (L) аныктоо үчүн өз ара индукция коэффициентинин (M) туюнтмасын (8.5.3-формула) пайдаланабыз. Өзүмдүк индукцияда оромолуу катушка түзгөн магнит агымы, ошол эле катушканын оромдорун кесип өтүп жаткандыктан, $N_2 = N_1 = N$ деп алсак 8.5.3-формуладан контурдун индуктивдүүлүгү L үчүн

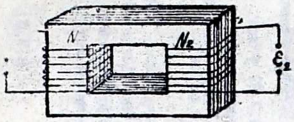
$$M = L = \frac{k}{k'} 4\pi \mu \mu_0 \frac{N^2}{l} S \tag{8.6.2}$$

туюнтманы алабыз.

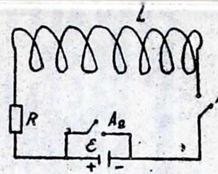
Ал эми бул катушка аркылуу өзгөрмөлүү I тогун жиберсек, ал түзгөн магнит агымы да өзгөрмөлүү болуп, катушканын өзүндө ЭКК пайда болот

$$\mathcal{E}_0 = -k' \frac{d\Phi}{dt} = -(k')^2 L \frac{dI}{dt} \tag{8.6.3}$$

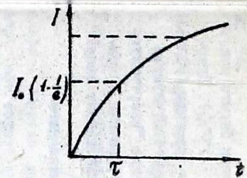
Бул ЭКК өзгөрмөлүү I тогу өтүп жаткан катушканын өзүндө пайда болгондуктан, өзүмдүк индукциянын ЭКК ($\mathcal{E}_0$) деп аталат. Формуладагы минус (-) белгиси, Ленцтин эреже боюнча контурдагы индуктивдүүлүк андагы токтун өзгөрүүсүн акырындата тургандыгын билгизет. Эгерде контурдагы ток өссө $\frac{dI}{dt} > 0$, анда $\mathcal{E}_0 < 0$ б.а. контурдагы ток чоңое баштаса, анда пайда болгон индукциялык ток I_0 негизги токко карама-каршы багытта пайда болуп, анын өсүшүнө тоскоолдук кылат ($I \uparrow\downarrow I_0$). Тескерисинче, контурдагы ток азайганда $\frac{dI}{dt} < 0$, $\mathcal{E}_0 > 0$ болот, б.а. бул шартта пайда бол-



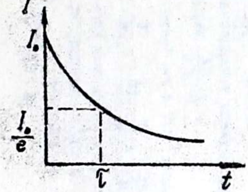
8.5.1-чизма



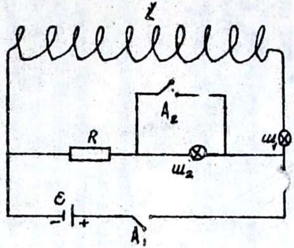
8.7.1-чизма



8.7.2-чизма



8.7.3-чизма



8.7.4-чизма

гон индукциялык токтун багыты негизги токтун багыты менен дал келип, анын азайышына тоскоолдук кылат ($I \uparrow\uparrow I_0$). Эгерде контур аркылуу туруктуу ток өтсө $\frac{dI}{dt}=0$), анда ($\mathcal{E}_0=0$) индукциялык ток пайда болбойт. Ошентип, индуктивдүүлүктүн болушу, катушка аркылуу өзгөрмөлүү ток өткөндө "инерттүүлүккө" алып келет б.а. контурдагы ток тез өсүп, өзүнүн максималдык чоңдугуна жете албайт жана, тез жоголо албайт экен.

8.7. Чынжырларды кошкондогу жана ажыраткандагы өзгөчө (экстра) токтор

ЭКК $\mathcal{E}$ каршылык R жана индуктивность L ден түзүлгөн электр чынжырын карайлы (8.7.1-чийме). A_2 ачкычы ачык, A_1 ачкычы дайыма жабык болгондо, чынжырга $\mathcal{E}$ ЭКК аракет кылып, анда I_0 тогу жүргөн болот

$$I_0=\frac{\mathcal{E}}{R} \qquad (8.7.1)$$

Эми ЭКК чынжырга кошулгандагы жана ажырагандагы кубулуштарды байкайлы.

1. $\mathcal{E}$ ЭКК булагын чынжырга тез кошолу. Ал үчүн A_2 -ачкычы ачык) A_1 ачкычы тез жабылат. Чынжырда индуктивдүүлүк болгондуктан, өзүмдүк индукция пайда болуп, ал негизги I тогунун өсүшүнө тоскоолдук кылат. Натыйжада чынжырдагы токтун күчү эки ($\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_0$) ЭККтердун таасири астында аныкталат

$$I=\frac{\mathcal{E}+\mathcal{E}_2}{R} \qquad IR=\mathcal{E}-L\frac{dI}{dt} \quad (8.7.2)$$ же болбосо

Эгерде $IR-\mathcal{E}=u$ деп белгилесек,

$$du=RdI \qquad (8.7.3)$$ болот.

Анда 8.7.2-формуланы төмөндөгүдөй жазууга болот.

$$u=-L\frac{dI}{dt} \qquad (8.7.4)$$

8.7.3-туюнтманы 8.7.4 гө бөлүп

$$\frac{du}{u}=-\frac{R}{L}dt=-\frac{t}{\tau} \qquad (8.7.5)$$

алабыз. Мында $\tau=\frac{L}{R}$ чынжырдын туруктуу убактысы деп аталат (8.7.5) -формуланы кандайдыр бир t убактысына чейин интегралдап жана потенцирлеп.

$$u=Ce^{-t/\tau} \qquad (8.7.6)$$

алабыз. Эми бул туюнтманы 8.7.2-формулага коюп төмөнкүнү алабыз

$$IR = \mathcal{E} + Ce^{-t/\tau} \tag{8.7.7}$$

Интегралдын турактуулугу C ны баштапкы шарттан аныктайбыз: Демек 2 7.7-формуладан бул шартта $C=-\mathcal{E}$ болот.

Муну 8.7.7 -формулага коюп

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R}(1-e^{-t/\tau}) \tag{8.7.8}$$

алабыз. Ошентип, чынжырды ЭКК нун булагына кошкондо ток дароо эле өзүнүн эң чоң маанисине I_0 жетбестен, 8.7.8-закону боюнча өсөт экен 8.7.2-чийме). Убакыт t чынжырдын турактуу убактысы τ барабар $t=\tau$) болгондо, чынжырдагы ток I максималдуу токтун $I_0(1-\frac{1}{e})$ бөлүгүнө барабар болот

$$I = I_0\left(1-\frac{1}{e}\right) \tag{8.7.9}$$

убакыт чексизге умтулганда $t \gg \tau$ гана чынжырдагы ток турактуу токко барабар болот.

2. Чынжырдагы ток максималдуу чоңдугунда ($I=I_0$) өтүп жатат. Эми чынжырды туюк калтырып, ЭКК булагынан кокусунан ажыраталы. Ал үчүн A_1 ачкычы жабык бойдон турат (8.7.I-чийме). A_2 -ачкычын кокусунан жабабыз. Анда ЭКК булагы A_2 ачкычы аркылуу оң жана терс уюлдары түз кошулуп, RL чынжырына аракет кылбай калат. Мындай шартта чынжырдагы токтун кантип жок болорун карайлы.

Сырткы ЭКК аракет кылбагандыктан, $\mathcal{E}=0$, чынжырга өзүнчө индукциянын гана ЭКК таасир кылат б.а.

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{R} = -\frac{L}{R}\frac{dI}{dt} \tag{8.7.10}$$

Ошондуктан 8.7.7-теңдеменин ордуна

$$IR = Ce^{-t/\tau} \tag{8.7.11}$$

алабыз. Эми C аныктайлы.

Баштапкы шартта $t=0$: $I=I_0$ – ток максималдуу болгон.

Ошондуктан 8.7.11 -формуладан $C=I_0R$ болот.

Турактуу C маанисин 8.7.11 формулага коюп

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \tag{8.7.12}$$

алабыз. Rl-чынжырын ЭКК күчүнөн кокусунан ажыратканда, андагы ток 8.7.12-закону боюнча азайып жок болот экен. (8.7.3 чийме). Анын канчалык тез жоголору τ жараша болот.

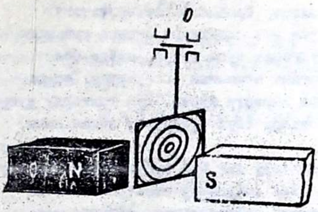
Ошентип, электр чынжырларындагы индуктивдүүлүк L механикадагы инерттүүлүктө (массага) окшош болуп, чынжырга инерттүүлүк берет экен.

ЭКК булагын чынжырга кошкондогу жана андан ажыратканда пайда болгон экстра токторду төмөнкү демонстрациялык тажрыйбада көрсөтүүгө болот (8.7.4-чийме). Бул чынжыр эки жарыш чынжырлардан: чоң индуктивдүү L катушкасына $Ш_1$ электр шамчасы удаалаш туташтырылган жана буларга удаалаш туташтырылган R каршылыгы жана $Ш_2$ шамчасы жарыш туташтырылган. A_2 ачкычы ачык турсун. Эгерде биз A_1 ачкычын жабсак, анда ЭКК бул эки жарыш чынжырга туташтырылат. $Ш_1$ шамчасы индуктивдүүлүккө удаалаш туташтырылгандыктан, өзүнчө индукциянын таасири астында бир аз кечигибирээк жаркырай түйөрүн. ал эми $Ш_2$ шамчасы тез жаркырарын байкайбыз.
Биз индуктивдүүлүктүү чынжырга ЭКК булагын кошкондо пайда болгон <u>өзгөчө</u> токту көрдүк.

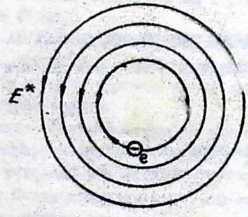
Бул чынжырды ЭКК ажыратканда пайда болгон өзгөчө токту байкоо үчүн A_2 ачкычын туюктап, ($Ш_2$-шамы ЭККнен ажыратылат) жабык турган A_1 ачкычын шарт ажыраткан учурда бул шамдын жарк этип, анан өчөрүн көрөбүз. Мындай кубулуш, чынжырды ток булагынан ажыратканда пайда болгон өзүмдүк индукциянын негизинде пайда болгон өзгөчө токтун натыйжасы болуп эсептелет

8.8. Куюндуу токтор (Фуконун токтору)

Индукциялык токтор туташ салмактуу өткөргүчтөрдө да пайда болот. Эгерде өзгөрмөлүү магнит талаасына туташ өткөргүчтөн жасалган нерселерди киргизгенде, аларда куюндуу токтор пайда болушат. Бул токтордун багыттары Ленцтин эрежеси боюнча болушат. 8.8.1-чиймеде, 0 чекитине илинген металл пластинасынан жасалган маятник магнит уюлдарынын ортосунда термелет. Маятник термелгенде ал аркылуу өткөн магнит агымы өзгөргөндүктөн, бул өзгөрмөлүү магнит агымын айланасында индукциялык электр талаасы E^* пайда болорун (8.2.2-чийме) билебиз. Маятник туташ өткөргүч болгондуктан, анда пайда



8.8.1-чийме



8.8.2-чийме

болгон туюк индукциялык электр талаасы E^* өткөргүчтөгү электрондорду талаанын туюк күч сызыктары боюнча кыймылга келтирет да, өткөргүчтө тегерек туюк токтор пайда болот. Бул токтордун багыттары магнит агымынын өзгөрүшүнө (чоңоюшуна, же азайышына) жараша өзгөрүп турат. Бул токторду куюндуу токтор же фукоюн токтору (бул кубулушту ачкан киши) деп атап коюшат.

Ар кандай кубулуштар сыяктуу эле бул кубулуштун пайдалуу жана зыян жактары бар: I. Бул кубулушту электромагниттик (микротолкундуу) печь катары пайдаланышат, айрыкча вакуумдуу приборлордун (лампалардын) металлдардын жасалган тетиктерин кызытып иштетүүдө бул ыкманы башка жол менен алмаштыруу кыйын. Ошондой эле кубулуш электр өлчөөчү курлдарда, алардын көрсөтүүчү жебесинин термелишин токтотуу (демферлөө)үчүн колдонулат. 2.Зыяндуу жактары трансформаторлор иштегенде пайда болот. Эгерде трансформатордун өзөгү туташ темирден жасалса, анда пайда болгон куюндуу токтор анын ысышына алып келет.Ошондуктан, трансформатордун өзөгүн бири биринен изоляцияланган жука тилкелердин, тобунан жасашат. Мындай шартта куюн токтор азаят.

8.9.Toктун магнит талаасынын энергиясы

Индуктивдүүлүгү L болгон контурдан I тогу өткөндө ага илээшкен магнит агымы

$$\Phi = k'LI \tag{8.9.I}$$

барабар болору белгилүү (8.6.I-чийме).Магнит агымын $d\Phi$ ге өзгөртүш үчүн, контур аркылуу өткөн токту dI ге өзгөртүү керек,

$$d\Phi = k'L\,dI \tag{8.9.2}$$

Бул агымды өзгөртүш үчүн аткарылган жумуш

$$dA = k'I\,d\varphi \tag{8.9.3}$$

барабар болот. Мындай жумушту контурга туташтырылган ЭКК аткарат. Бул жумуш контурдагы топтолгон энергияны dW га көбөйтөт. Эгерде контурдагы токту dI ге азайтсак, анда бул топтолгон энергия бөлүнөт. Ошентип токту dI ге көбөйткөндө контурдагы топтолгон энергия dW га чоңоет, б.а.

$$dW = dA = k' I d\Phi = (k')^2 L I dI \qquad (8.9.4)$$

Контурдагы ток нөлдөн кандайдыр бир I ге чоңойгондогу топтолгон энергияны табыш үчүн 8.9.4-туюнтманы нөлдөн чейин интегралдоо керек

$$W = \int_0^I dA = \int_0^I (k')^2 L I dI = (k')^2 L \frac{I^2}{2} \qquad (8.9.5)$$

СИ системасында $k' = 1$

$$W = L\frac{I^2}{2} \qquad (8.9.6)$$

Акыркы туюнтма индуктивдүүлүгү L болгон контурдан I тогу өткөндө топтолгон энергияны мүнөздөйт. Түшүнүктүү болсун үчүн бул туюнтманы заряддалган, сыйымдуулугу C болгон конденсатордун энергиясы менен салыштыруу пайдалуу

$$W_q = \frac{1}{C}\frac{q^2}{2} \qquad (8.9.7)$$

Конденсатордун энергиясы андагы заряддардын чоңдугунун квадратына (q^2) түз пропорциялаш болсо, тогу бар контурдун энергиясы токтун квадратына б.а. заряддардын кыймылынын квадратына түз пропорциялаш экен. Бул жагынан бул энергияларды механикадагы потенциалдык жана кинетикалык энергияларга салыштырууга болот.

Ар кандай электр тогу магнит талаасы менен курчалгандыктан, тогу бар контурдагы энергия, өтүп жаткан өткөргүчтүн ичиндеби же анын айланасындагы магнит талаасында топтолгонбу деген суроо туулат.

Чындыгында эгерде контурдагы ток турактуу болсо, андагы энергия дагы турактуу болот. Бирок, бул энергияны андан өтүп жаткан ток менен байланыштырууга болбойт, себеби индуктивдүүлүгү башка контурду алып, ошондой эле ток өткөрсөк, анда ошол эле токтун энергиясы башкача болот. Ошондуктан, бул энергияны магнит талаасы менен байланыштырбуубуз керек. Ал үчүн торроиддик катушканы алалы (263-чийме). Анын индуктивдүүлүгү

$$L = \frac{k}{k'}\mu\mu_0 4\pi\frac{N^2}{l}S \qquad (8.9.8)$$

экендиги белгилүү.

8.9.8-туюнтманы 8.9.5-формулага койсок

$$W = \frac{1}{2}k' k \mu\mu_0 4\pi\frac{N^2}{l} S I^2$$

жана аны торроиддин узундугу l ге көбөйтүп жана бөлүп

$$H=k4\pi\frac{N}{l}I\ ;\ lS=V$$

экендигин эске алып. СИ-системасында ($k'=1, k=\frac{1}{4\pi}$) төмөнкүнү алабыз

$$W=\frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2 V \tag{8.9.9}$$

Бул энергиянын тыгыздыгы

$$W_H=\frac{W}{V}=\frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2=\frac{1}{2}BH \tag{8.9.10}$$

Ошентип, тогу бар өткөргүчтүн магнит талаасынын энергиясы, магнит талаасынын мейкиндиктин чекитиндеги чыңалышынын квадратына түз пропорциялаш экен.

Электростатикада электр талаасынын энергиясы, анын чыңалышынын квадратына түз пропорциялаш экендигин көргөнбүз.

$$W_E=\frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2=\frac{1}{2}DE \tag{8.9.11}$$

Эгерде мейкиндикте электромагниттик талаа болсо, анда бул талаанын энергиясы магнит H жана электр E талааларынын энергияларынын суммаларына

$$W=W_E+W_H=\frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2+\frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2 \tag{8.9.12}$$

барабар болот.

Глава 9. МАКСВЕЛЛДИН ТЕОРИЯСЫНЫН НЕГИЗДЕРИ

9.1. Жылышуу тогу

Ар кандай өзгөрмөлүү магнит талаасын курчаган индукциялык электр талаасы пайда болорун электромагниттик индукция кубулушунда көргөнбүз. Ал электромагниттик индукция кубулушунун негизги теңдемесинен келип чыгат,

$$\mathcal{E}_{инд}=\oint_L E_l^* dl=k\frac{d\Phi}{dt}=-k\int_S\frac{dB_n}{dt}dS \tag{9.1.1}$$

Англиялык окумуштуу Максвелл, ар түрдүү электромагниттик процесстерди изилдеп, эгерде өзгөрмөлүү магнит талаасы индукциялык E^* электр талаасын түзсө, тескерисинче, өзгөрмөлүү электр талаасы магнит талаасын түзүшү керек деген жыйынтыкка келген. Буга чейин биз, магнит талаасынын булагы болуп ток эсептелерин көргөнбүз. Ошондуктан, магнит талаасын түзгөн өзгөрмөлүү электр талаасын Максвелл жылышуу тогу деп атап койдук.

Жылышуу тогун түшүнүш үчүн төмөнкү тажрыйбага көңүл буралы: (9.I.I.-чийме) C жалпак конденсаторуна $\mathcal{E}$ ЭКК булагын алакошкуч (АК) аркылуу туташтыралы. Конденсатордун бир канатына кичинекей электр шамы $Ш$ туташтырылган. Мындай электр чынжыры турактуу ток үчүн туюк болбойт. Ошондуктан, ал аркылуу ток жүрбөйт, буга электр шамынын күйбөгөнү күбө. Эгерде көңүл коюп карасак, алакошкуч ЭКК булагын конденсаторго кошкондо жана аны алакошкондо, ток булагынын уюлдары алмашат, шамдын үлпүлдөгөнүн (жанып өчкөнүн) көрөбүз. Демек, бул учурларда чынжырда электр тогу пайда болот экен. Чындыгында эле алакошкучту I-абалдан 2-абалга которгондо конденсатор шамы аркылуу ала заряддалып, ток жүрөт. Качан конденсатор алазаряддалып бүткөндө шам кайра өчөт.

Ошентип, $\mathcal{E}$ ЭКК булагын конденсатору бар чынжырга кошкон жана алакошкон учурларда электр шамы бүлбүлдөйт экен. Эгер эми бул чынжырды өзгөрмөлүү электр тогунун булагына туташтырсак шам дайыма күйгөнсүп көрүнөт. Себеби кишинин көзү 25 Гц жыштыктан жогорку өзгөрүүлөрдү ажырата албайт. Ал эми өзгөрмөлүү электр тогу 50 Гц жыштыкта өзгөргөндүктөн конденсатордогу заряддоо жана алазаряддоо 100 Гц жыштык менен жүрөт. Ошондуктан, мындай өзгөрмөлүү токтун булагына туташтырылган электр шамы турактуу күйгөнсүйт. Ошентип, өзгөрмөлүү электр тогу турактуу токтон айырмаланып, ачык чынжырлар аркылуу да жүрө алат экен. Бул чынжырды конденсатордун канаттарынын ортосундагы пайда болгон жылышуу тогу б.а. өзгөрмөлүү электр талаасы туюктайт.

Түшүнүктүүрөөк болсун үчүн 9.I.2.-чиймеге көңүл буралы. Алакошкучту I-абалга жылдырсак конденсатордун сол канатына оң заряддар ($+q$), ал эми канатына терс заряддар ($-q$) чогула баштайт (заряддалышат). Аларда заряддар көбөйгөн сайын, ортосундагы электр талаасы пропорциялаш чоңоет. Эгерде канаттарындагы заряддардын беттик тыгыздыгы σ болсо, анда алардын ортосундагы электр талаасынын индукциясы D га түз пропорциялаш болот,

$$D = \sigma \qquad (9.I.2)$$

ал эми толук заряд $q = \sigma S = DS$, (9.I.3) мында S конденсатордун канатынын аянты

Эгерде dt убактысында конденсатордун заряды dq га өзгөрсө, конденсаторду туташтырган өткөргүчтөгү пайда болгон токтун күчү I_e

$$I_e = \frac{dq}{dt} = S\frac{dD}{dt} \tag{9.1.4}$$

болот, же анын тыгыздыгы

$$\vec{j_e} = \frac{dq}{dt}\Big/S = \frac{d\vec{D}}{dt} \tag{9.1.5}$$

канаттардын ортосундагы электр индукциясынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына $\frac{dD}{dt}$ пропорциялаш болот. Бул барабардыктан, өткөргүчтөгү токту канаттардын ортосундагы мейкиндикте (диэлектрикте) өзгөрмөлүү электр талаасынын күч сызыктары $\left(\frac{d\omega}{dt}\right)$ улантып, чынжырды туюктай тургандыгы келип чыгат. Бул вектордук чоңдукту Максвелл жылышуу тогу деп атаган,

$$\vec{j}_ж = \frac{d\vec{D}}{dt} \tag{9.1.6}$$

Электр индукциясы $\bar{D}$ диэлектриктин поляризация вектору менен төмөндөгүдөй байланышкан.

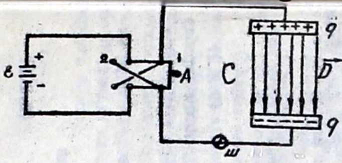
$$\bar{D} = \mathcal{E}_0\bar{E} + \bar{P} \tag{9.1.7}$$

$$j_ж = \frac{d}{dt}(\mathcal{E}_0\bar{E} + \bar{P}) \tag{9.1.8}$$

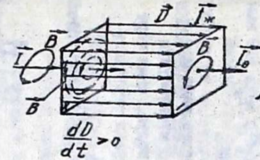
мында $\mathcal{E}_0$ -электрдик туруктуу сан, E -Электр талаасынын чыңалышы. Поляризация вектору $\bar{P}$ диэлектриктеги поляризациялык заряддар менен байланыштуу болгондуктан, 9.1.8 формуладагы $\frac{d\bar{P}}{dt}$ чоңдугу поляризациялык заряддарынын жылышынын ылдамдыгын мүнөздөйт. Ошондуктан, 9.1.8-формуладагы бул мүчө "жылышуу тогу" деген наамга туура келет. Ар кандай ток сыяктуу, жылышуу тогунун айланасында да магнит талаасы пайда болот. Конденсатор ажазаряддалганда өткөрүмдүүлүк j_e тогу багытын өзгөрткөндүктөн, жылышуу $j_ж$ тогу да өз багытын өзгөртөт (9.1.3-чийме). Ошентип, конденсаторлуу электр чынжыры аркылуу өзгөрмөлүү ток жүргөндө конденсатордун канаттарынын ортосунда пайда болгон жылыш тогу $j_ж$ өткөргүч аркылуу жүргөн токтун j_e уландысы болуп, чынжыр туюкталат жана бул токтордун тыгыздыктары барабар болушат

$$j_e = j_ж$$

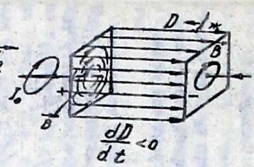
Эгерде кандайдыр бир өткөргүч аркылуу өзгөрмөлүү ток жүрсө,



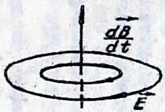
9.1.1-чийме



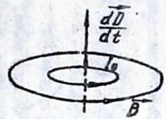
9.1.2-чийме



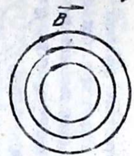
9.1.3-чийме



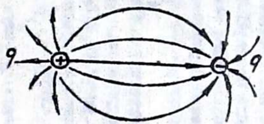
9.2.1-чийме



9.2.3-чийме



9.2.2-чийме



9.2.4-чийме

анын ичинде өзгөрмөлүү электр талаасы болот. Ошондуктан, мындай өткөргүч аркылуу өткөрүмдүүлүк тогунан (j_0) башка жылышуу тогу $j_ж$ да пайда болот. Өткөргүч аркылуу өткөн толук ток бул токтордун суммасына $j = j_ж + j_0$ барабар болот жана аларды курчаган магнит талаасынын чыңалышы ушул ток менен аныкталат.

Чөйрөнүн электр өткөрүмдүүлүгүнө жана электр талаасынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына карата бул токтордун салымы ар түрдүү болушат. Анчалык чоң эмес жыштыктагы өзгөргөн электр талаасы үчүн: а) жакшы өткөргүчтөр үчүн $j_0 \gg j_ж = \frac{dD}{dt}$, $j = j_0$

б) начар өткөргөргүчтөр үчүн $j_ж \gg j_0$ $j = j_ж$

в) жарым өткөргүчтөр үчүн $j_ж \sim j_0$ $j = j_0 + j_ж$.

9.2. Максвеллдин интегралдык теңдемелери

Максвеллдин жылышуу тогун ачышы, ага электр жана магниттик кубулуштардын жалпы теориясын түзүүгө мүмкүнчүлүк берди. Максвеллдин бул теориясынын негизги болуп, анын төрт теңдемеси эсептелет. Бул теңдемелердин интегралдык түрүндөгүсүн карайлы.

Анын биринчи теңдемеси электромагниттик индукциянын негизги закону эсептелет,

$$\oint_L E_l dl = -k' \frac{d}{dt} \int_S B_n dS \qquad (9.1.1)$$

Бул теңдемени оңдон солго окусак анда, ар кандай өзгөрмөлүү магнит талаасынын айланасында индукциялык электр талаасы пайда болот (9.2.1-чийме).

Максвеллдин экинчи теңдемеси, Остроградский-Гаустун магнит талаасы үчүн теоремасы эсептелет,

$$\oint_S B_n dS = 0 \qquad (9.2.2)$$

б.а. туюкталган бет аркылуу өткөн магнит агымы нөлгө барабар. Бул теоремадан, магнит талаасынын күч сызыктары туюк болору келип чыгат (9.2.2-чийме).

Максвелл өзүнүн үчүнчү теңдемеси катары толук токтун законун алган, $\oint_L H_l dl = 4\pi I = 4\pi \int_S j dS$

Бул жерде $j = j_0 + j_ж$ толук токтун тыгыздыгы ошондуктан

$$\oint_L H_l dl = 4\pi \left[\int_S j_0 dS + \frac{d}{dt} \int_S D_n dS \right] \qquad (9.2.3)$$

Бул теңдемеден, магнит талаасы өткөрүмдүүлүк тогунун j_0 айланасында гана пайда болбостон, жылышуу тогунун $j_ж = dD/dt$ айланасында да пайда болору келип чыгат (9.2.3-чийме)

Ал эми төртүнчү теңдеме катары, Максвелл, Остроградский-Гаусстун электростатикалык талаа үчүн теоремасын пайдаланган,

$$\oint_S D_n dS = q = \int_V \rho dV \qquad (9.2.4)$$

Мында ρ-заряддын көлемдүк тыгыздыгы, электростатикалык талаанын $\vec{D}$ булагы болуп электр заряды q эсептелерин, жана ал талаанын күч сызыктары оң заряддан башталып, терс заряддарда бүтөрүн, б.а. электростатикалык талаанын күч сызыктарынын баш аягы болуп, ачык экендигин көрсөтөт (9.2 4-чийме).

Электр жана магнит талааларына ар кандай чөйрөлөрдүн тийгизген таасирлерин буга чейин бизге белгилүү байланыштар, материалдык теңдемелер аркылуу берилет

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E}$$
$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$$
$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \qquad (9.2.5)$$

(Омдун дифференциалдык закону)

Мында $\varepsilon\mu$-чөйрөнүн электр жана магнит өтүмдүүлүгү, σ-анын электр өткөрүмдүүлүгү

Максвеллдин бул теңдемелеринен электр жана магнит талааларынын ортосундагы тыгыз байланыштар, алардын электр зарядынын абалына көз каранды экендиги келип чыгат.

Максвеллдин теориясынан келип чыккан негизги жыйынтыктар:

I.Мейкиндикте электромагниттик толкундар пайда болуп, алар бош мейкиндикте жарыктын ылдамдыгы C менен таралат.

2.Жарык электромагниттик толкун жана ал көз көргөн жыштыктын диапозонуна туура келет.

3.Максвеллдин теориясы ар кандай электр жана магниттик, электромагниттик, кубулуштарды, ошондой эле электромагниттик термелүүлөрдү жан толкундарды, ошонун ичинде жарык толкундарын да түшүндүрө алат. Бул жагынан Максвеллдин теориясын Ньютондун классикалык механикадагы теориясы менен салыштырууга болот.

Глава 10. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТОЛКУНДАР ЖАНА ТЕРМЕЛҮҮЛӨР

Ар кандай электромагниттик кубулуштардын арасында электромагниттик термелүүлөр жана толкундар орчундуу орунду ээлешет. Мында, электрдик жана магниттик чоңдуктар (заряддар, токтор, электр жана магнит талаалары) мезгилдүү өзгөрүшөт.

10.1. Термелүү чынжыры. Өзүмдүк термелүү

Удаалаш туташтырылган C конденсатордон, L индуктивдүүлүгү катушкадан жана R каршылыгынан түзүлгөн электр чынжыры термелүү контуру деп аталат (10.1.1-чийме). Мындай чынжырга адегенде электр энергиясын берүү керек. Андыктан, A_1 ачкычынын жардамы менен C конденсаторду ЭКК ($\mathcal{E}$) булагына туташтырабыз. Бул мезгилде A_2 ачкычы ачык турат. ЭКК булагы конденсаторду заряддайт жана, анда $q_0 = CU$ барабар заряддар топтолот. Мында, ток булагынын сырткы клеммаларынын ортосундагы чыңалуусу U га барабар. Биздин шартта конденсатордун жогорку канатында оң заряддар ($+q$), ал эми төмөнкү канатында терс заряддар ($-q$) топтолушкан. Бул заряддалган канаттардын ортосунда пайда болгон электр талаасынын чыңалышы E ге барабар болуп, ал эми энергиясы

$$W_q = \frac{q_0^2}{2C} \qquad (10.1.1)$$

барабар болот.

С конденсатору заряддалгандан кийин аны $\mathcal{E}$ ток булагынан ажыратып (A_1 ачылат), термелүү контурун туюктасак (A_2 жабылат) индуктивдүүлүк аркылуу конденсатор разрядалат (заряддар ага баштайт). Индуктивдүүлүктүн таасири астында, контурда пайда болгон ток акырындап, өсүп, ток өтүп жаткан катушканы курчаган магнит талаасы пайда болот. Конденсатордогу заряддар азайган сайын, анын электр энергиясы азайып катушканын магнит талаасынын энергиясы көбөйөт. Контурдагы термелүү кубулушу түшүнүктүүрөөк болсун үчүн, адегенде андагы каршылыкты эске албайлы ($R=0$), б.а. контурдагы энергия жылуулукка айланып жок болбойт. Конденсатор толугу менен разраддалып бүткөндө (10.1.2-чийме), катушка аркылуу өткөн ток максималдуу болот жана чынжырдагы индуктивдүүлүк токтун токтоп калышына тоскоолдук кылат. Ушунун негизинде конденсатордо алазарядоо башталат б.а. конденсатордун төмөнкү канатына оң жогоркусуна терс заряддар топтоло баштайт (10.1.3-чийме). Мындай алазаряддоо бүткөндө чынжырдагы ток токтолуп ($I=0$) бардык энергия кайрадан конденсаторго топтолот. Бул абалда чынжыр көпкө тура албайт жана конденсатор катушка аркылуу кайрадан заряддала баштайт, оң заряддар төмөнкү канаттан жогорку канатты көздөй катушка аркылуу ага баштайт. Мындай агуунун тез бүтүшүнө катушкада пайда болгон өзүмдүк индукция кубулушу тоскоолдук кылат. Конденсатор толук разряддалып бүткөндөн кийин (10.1.4-чийме), ошол эле индуктивдүүлүк конденсаторду алазаряддоого мажбур кылат, б.а. конденсатордун жогорку канатына оң заряддар топтолуп төмөнкү канатына терс заряддар топтоло баштайт. Конденсатордун толук алазаряддалып бүткөн учуру 10.1.5-чиймеде көрсөтүлгөн. Контурдун бул абалы анын баштапкы ($t=0$) абалына дал келет (10.1.1-чийме). Ошентип, бул контурда заряддар бир толук термелишип, мурдакы абалына келишти. Бир толук термелүүгө кеткен убакыт термелүүнүн мезгили ($t=T$) экендигин эсибизге салалы. Термелүү контуру мындай абалда көпкө тура албагандыктан, кайрадан заряддардын термелүү процесстери кайталанат. Биз каршылыкты эске алган жокбуз, ошондуктан, контурдагы мындай бир башталган термелүү чексиз эсе кайталанат.

Эми ушул контурдагы термелүүнүн жүрүшүнүн закон ченемдүүлүгүн аныктайлы. Ал үчүн биз жогоруда караган термелүү контуруна (10.1.1-чийме) Киргхофтун экинчи законун (Омдун толук чынжыр үчүн законун жазайлы.

Биз алегенде жалпы учурду, б.а. каршылыкты да эске алалы. $t=0$ учурунда конденсатор толук заряддалып турсун ($q=q_0$) A_2 ачкычын кошкондо (A_1 -ачык) чынжырда разрядоо тогу жүрө баштайт. Бул ток Киркофтун экинчи законунан аныкталат, б.а.

$$IR+U_c=\mathcal{E}_0 \tag{10.1.2}$$

Мында IR-каршылыктагы чыңалуунун төмөндөшү, $U_c=q/c$ конденсатордун канаттарынын ортосундагы чыңалыш,

$$\mathcal{E}_0=-L\frac{dI}{dt} \tag{10.1.3}$$

индуктивдүүлүктө пайда болгон өзүнчө индукциянын ЭКК.
Бул чынжыр аркылуу аккан электр тогу

$$I=\frac{dq}{dt} \tag{10.1.4}$$

болгондуктан, токтун өзгөрүшү заряддар аркылуу төмөндөгүдөй туюндурулат

$$\frac{dI}{dt}=\frac{d^2q}{dt^2} \qquad (10.1.5)$$

Ошентип, Кирхгофтун экинчи законун (10.1.2), заряддар аркылуу төмөндөгүдөй жазууга болот

$$L\frac{d^2q}{dt^2}+R\frac{dq}{dt}+\frac{q}{C}=0$$

же болбосо индуктивдүүлүккө (L) бөлүп,

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{R}{L}\frac{dq}{dt}+\frac{q}{C}=0 \qquad (10.1.6)$$

туюнтманы алабыз, жана термелүү контурунун дифференциалдык теңдемеси болуп эсептелет.

Мындан ары төмөнкүдөй белгилеп алууну жүргүзөлү

$$\sqrt{\frac{1}{LC}}=\omega_0 \qquad (10.1.7)$$

контурдун өздүк жыштыгы,

$$\tau=\frac{L}{R} \qquad (10.1.8)$$

контурдун өздүк убактысы.

1.Биз адегенде LC контурдагы эркин термелүүлөрдү карайлы. Ал үчүн $R=0$,каршылыкты эске албайбыз. Мындай контур эркин термелүүлөрдүн же LC контуру деп аталат.

Мындай шартта ($R=0$) 10.1.6.-теңдеме төмөндөгүдөй жазылат

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\omega_0^2q=0 \qquad (10.1.9)$$

Бул теңдемени механикадагы гармоникалык термелүүлөрдүн теңдемеси менен салыштырып көрөлү

$$\frac{d^2x}{dt^2}+\omega_0^2x=0 \qquad (10.1.10)$$

Мында $\omega_0=\sqrt{k/m}$, k-серпилгичтиктин коэффициенти, m-термелүүчү нерсенин массасы ω_0-термелүүнүн өздүк жыштыгы экендигин эске салалы. Бул теңдемеден, биз караган m массасы гармоникалык закон

$$x=x_0\cos(\omega_0t+\varphi_0) \qquad (10.1.11)$$

боюнча термелерин алганбыз.

10.1.9 жана 10.1.10-теңдемелерди салыштырып, биз карап жаткан LC контурундагы заряддар

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \qquad (10.1.12)$$

өзгөрөрүн оңой эле табабыз.
Мында q_0 -конденсатордогу баштапкы заряд, термелген заряддардын амплитудасына туура келет, $\varphi_0 \, \omega_0$ эркин термелүүнүн жыштыгы жана баштапкы фазасы. Ошентип, контурдагы заряд гормоникалык закон боюнча термелерин (өзгөрөрүн) көрдүк. Эркин термелүүнүн жыштыгы ω_0 10.1.7 -теңдемеден аныкталат.

Мындай термелүүнүн мезгили

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \qquad (10.1.13)$$

экендиги, мектептин физикасынан Томсондун формуласы деген ат менен белгилүү.

LC -контурундагы заряддардын өзгөрүү закону график түрүндө 10.1-6 -чиймеде берилген. Бул графикте баштапкы фаза $\varphi_0 = 0$ нөлгө барабар деп алынган, б.а. термелүүнү эсептөө конденсатордогу заряд максималдуу болгондон башталат ($t=0;\ q=q_0$). Ушул 10.1.1-чиймеден жана 10.1.12-теңдемеден, убакыттын кайсыл учурларында конденсаттор толук зарядалгандыгын ($q=q_0$) же алазаряддалгандыгын ($q=-q_0$) индуктивдүүлүк аркылуу өткөн ток жок экендигин ($I=0$) же максималдуу ($I=I_0$) оңой эле табууга болот.

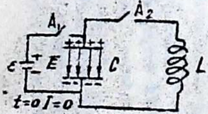
Ал үчүн токтун өзгөрүү закон ченемдүүлүгүн да таап алалы

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_0\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 - \frac{\pi}{2}) \qquad (10.1.14)$$

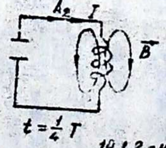
Мында $I_0 = q_0\omega_0$ -токтун амплитудасы 10.1.12 жана 10.1.14 -теңдемелерди салыштырып, термелүү контурунда заряд (q) жана ток (I) карама каршы фазада өзгөрөрүн оңой эле көрүүгө болот. Чындыгында эле $\varphi_0 = 0$ болгондо бул теңдемелерден

1. $t=0$. $\cos\omega_0 t = 1$. $q = q_0$. $\sin(\omega_0 t) = 0$. $I = 0$

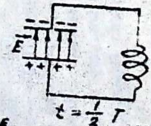
2. Заряд кайсыл учурда нөлгө барабар ($q=0$) экендигин табайлы. Ал үчүн $\cos(\omega_0 t) = 0$ Мындан $\omega_0 t = \pi/2$ болушу керек же $t = \pi/2\omega_0 = (\pi/4\pi)T = (1/4)T$ экендигин табабыз. Ушул учурда $t = \frac{1}{4}T$, 10.1.14 -теңдемеден $I = -I_0$ экендигин табабыз. Ошентип, термелүүнүн төртөн бир $T/4$ мезгилиндеги учурда конденсатор толук разряддалат $q=0$ жана катушка аркылуу өткөн ток максималдуу ($I = -I_0$) болот (10.1.2-чий-



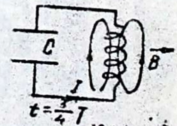
10.1.1-чизма



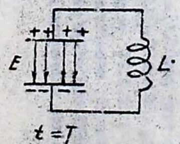
10.1.2-чизма



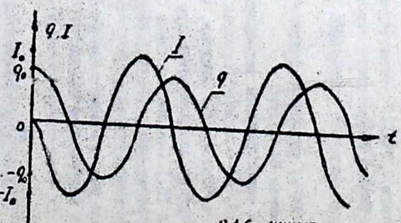
10.1.3-чизма



10.1.4-чизма



10.1.5-чизма



10.1.6-чизма

ме). 3).Конденсатордун толук алазаряддалган учуруи табайлы, б.а. $q=-q_0$.Ал үчүн 10.1.12-теңдемеде $\cos(\omega_0 t)=-1$ болушу керек.Мындан $\omega_0 t=\pi$ экендигин жана $t=\pi/\omega_0=T/2$ экендигин оңой эле табабыз. Ал эми ушул эле учурда $t=T/2$ чынжырдагы ток $I=0$,токтолорун (10.1.14-теңдемеден оңой эле табабыз (10.1.3-чийме).Ушундай эле жол менен убакыттын $t=3T/4$ учурунда конденсатордогу заряддын $q=0$ нөл экендигин, ал эми чынжырдагы токтун максималдуу экендигин $I=I_0$) (10.1.4-чийме) ал эми убакыттын термелүүнүн мезгилине туура келген учурунда $t=T$ термелүү контуру баштапкы абалга кайра келерин ($q=q_0$. $I=0$)оңой эле табабыз. Термелүү контурундагы заряддын жана токтун убакытка байланыштуу өзгөрүшү жана биз жогоруда караган учурдагы абалдары (10.1.6 -графикте көрсөтүлгөн, жана токтун өзгөрүшү зарядыынан фазасы боюнча $\pi/2$ арта жүрөт экен.

Контурундагы термелүү процессинде электр энергиясы, магнит талаасынын энергиясына, жана тескерисинче болорун көрдүк. Бул энергиялардын өзгөрүүсүнүн жана сакталуусунун закон ченемдүүлүгүнө көңүл буралы. Электр жана магнит талааларынын энергиясынын суммасы

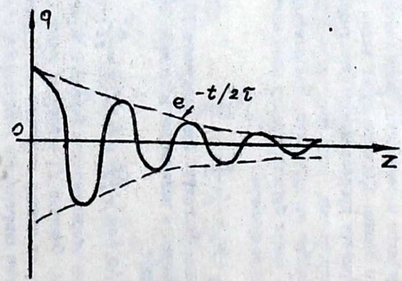
$$W=W_E+W_H=\frac{1}{C}\frac{q^2}{2}+L\frac{I^2}{2} \qquad (10.1.15)$$

экендиги бизге мурдатан белгилүү. Бул теңдемеге 10.1.12 жана 10.1.14-теңдемелердеги маанилерин коюп жана 10.1.7-барабардыкты эске алып

$$W=\frac{q_0^2}{2C}\cos^2(\omega_0 t+\varphi_0)+\frac{q_0^2 L}{2CL}\sin^2(\omega_0 t+\varphi_0)=\frac{q_0^2}{2C} \qquad (10.1.16)$$

экендигин б.а. баштагы конденсаторго берилген берилген энергиянын сакталарын алабыз. Ошентип LC-контурда жалпы энергиянын суммасы өзгөрбөй, ал электр энергиясынан (конденсатордон), магнит талаасынын энергиясына (катушканын айланасына), өтөрүнө жана тескерисинче магнит талаасынын энергиясы электр талаасынынкына өтөт экен. Энергиянын мындай өзгөрүү закону да гармоникалык бойдон калат. Убакыттын кайсыл учурларында энергиянын кайсыл түрү кандай мааниге ээ болорун 10.1.6-графикти карап, оңой эле аныктоого болот.

2).Басаңдоочу термелүүлөр. Эгерде термелүүчү контурда каршылык болсо, анда контурдагы энергия бара-бара Джоулдун



10.1.7-чизма

жылуулук энергиясына айланып, айлана чөйрөгө тарап жок болот. Ар кандай өткөргүчтөр каршылыкка ээ болгондуктан,

,контурга каршылыкты атайлап кошбосок да, катушка кандайдыр бир каршылыкка ээ болот. Ошондуктан, ар кандай термелүү контурунда каршылык болот жана ошонун негизинде контурда башталган термелүү бара бара басаңдап, акырында өчөт. Мындай термелүүнүн басаңдашын 10.1.6-теңдемеден көрсөтүүгө болот.

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{1}{\tau}\frac{dq}{dt}+\omega_0^2 q=0 \qquad (10.1.17)$$

Бул реалдуу $R\neq 0$ термелүү контурунун теңдемеси.

Мындан

$$q=q_0 e^{-t/2\tau}\cos(\omega t+\varphi_0) \qquad (10.1.18)$$

Заряддын термелүү амплитудасы

$$A=q_0 e^{-t/2\tau} \qquad (10.1.19)$$

Убакыт өскөн сайын экспонент боюнча төмөндөшү көрүнүп турат. Бул амплитуданын канчалык тез өчүшү контурдун туруктуу убактысы $\tau = L/R$ же болбосо каршылыкка жараша болору көрүнүп турат (10.1.7-чийме). Мындай басаңдоочу термелүүнүн жыштыгы

$$\omega=\sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{R^2}{4L^2}} \qquad (10.1.20)$$

да каршылыкка жараша болот.

Мындай басаңдоочу термелүүлөргө механикада термелүүлөрдү караганда кеңири токтолгонбуз.

10.2. Электромагниттик толкундардын нурланышы жана таралышы. Герцтин тажрыйбалары

Биз мурдагы параграфта, ар кандай термелүүчү контурдун каршылыгы болгондуктан, андагы пайда болгон термелүү бара бара басаңдап өчөрүн көргөнбүз. Ошондуктан, контурдагы термелүүлөр дайыма болсун үчүн ага сырттан мезгили менен энергия берип тууру талап кылынат. Мындай термелүүлөрдү аргасыздан термелүү деп атап, механикада кеңири карагансыз. Азыр биз контурдагы аргасыздан болгон термелүүнүн теңдемесин жазуу менен гана чектелели. Мында биз 10.1.17 теңдемени пайдаланабыз

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{1}{\tau}\frac{dq}{dt}+\omega_0^2 q=\varepsilon_0\cos(\Omega t) \qquad (10.2.1)$$

Мында ε_0, Ω сыртан берилүүчү энергиянын амплитудасы жана жыштыгы. Башка белгилерди биз жогоруда карагандыз.

Термелүү контурундагы өргасыздан болгон термелүүнү, биринчилерден болуп Г.Герц өзүнүн тажрыйбаларында иш жүзүнө ашырган (1886 ж).

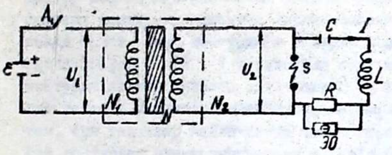
Ал конденсатордон (С), индуктивдүүлүктөн (L) жана каршылыктан (R) турган термелүү контуруна (U) индуктор аркылуу белгилүү f жыштыгы менен энергия берип турган (10.2.1-чийме). Бул индуктор бир өзөккө оролгон, оромдору N_1 жана N_2 болгон эки катушкадан турат. Экинчи катушканын оромдорунун саны N_2 биринчиникинен N_1 өтө көп болгондуктан ($N_2 >> N_1$), бул индуктор жогорулатуучу трансформатор болуп кызмат кылат. Трансформатордун киришине, чыңалуусу $U_1 \approx 10$ Вольт болгон өзгөрмөлүү ток булагын туташтырсак, анын чыгышында (экинчи оромодо) он миңдеген Вольт чыңалуу ($U_2 \approx 10^4$ В)индукцияланат. Трансформатордун чыгыш оромдорунун учтары термелүү контуруна туташтырылган. Контурду баштапкы абалында S абалык аралыгы ачык болгондуктан, термелүү жүрбөйт. Герц, И индукторунун киришине туруктуу ток булагын туташтырып, A_1 кошуп-үзгүчүнүн жардамы менен экинчи оромолордо жогорку чыңалышты ($U_2 = 10^4$ В) индукциялоого жетишкен. Кошуп-үзгүч электромагниттин жардамы менен $f = 10^3 \div 10^4$ Гц жыштыкта иштейт.

Эми термелүү контурунун иштөө негиздерине көңүл буралы. Кошуп үзгүч кандайдыр бир Δt убактысында $\mathcal{E}$ ток булагын индукторго кошуп турсун (10.2.2[а]-чийме)

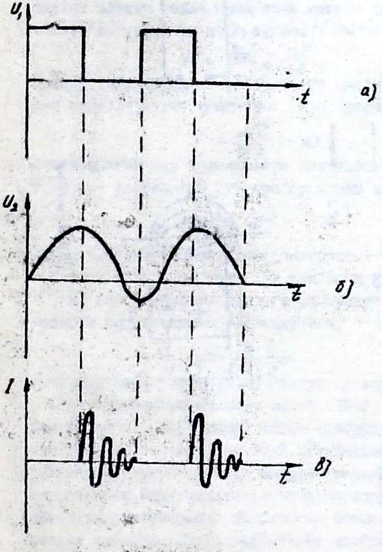
Анда индуктордун чыгышында индукциянын ЭКК пайда болуп, C конденсатору U_2 чыңалышына ылайык заряддалып, чыңалыш аралыкта разряд пайда болгон маанисине жеткенде ($U_2 = U_p$) аралыкта разряд жүрүп, термелүү контуру туюкталып, термелүү жүрөт. Термелүү жыштыгы $\nu = 1/T = 1/2\pi\sqrt{LC}$ кошуп-үзгүчтүн жыштыгынан өтө чоң кылып тандалгандыктан ($\nu >> f$), кошуп-үзгүч кайра кошулганга чейин контурунда бир топ термелүү болуп, акырында басаңдап өчөт. Кошуп-үзгүч экинчи жана андан кийин кошулганда бул процесс кайра кайталанылат.

Кошуп-үзгүчтүн кошулуу жана үзүлүү убактысы, индуктордун чыгышындагы максималдуу чыңалуусу жана S аралыгы, A_1 кошуп-үзгүчтүн кошулуу убактысынын аягында разряд жүргөндөй кылып тандалат.

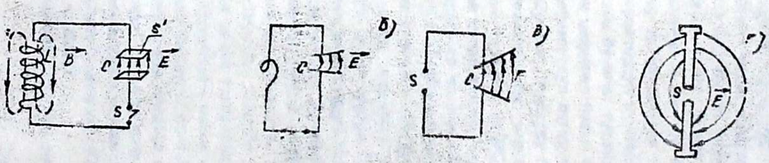
Ошентип, Герцтин тажрыйбасында термелүү контуруна ин-



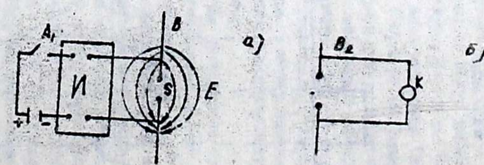
Ю.2.1-ЧИЗМА



Ю 2.2-ЧИЗМА



10.2.3-чизма



10.2.4-чизма

дуктор мезгил-мезгили менен энергия берип турат жана термелүүчү контурунда топ-топ болгон басаңдоочу термелүүлөр пайда болот. Аны, контурдагы R каршылыгындагы чыңалыштын осциллографка (ЭО) туташтырып көрө алабыз. Биз караган контурда электр талаасы конденсатордун ичинде, ал эми магнит талаасы катушкага илээшип айлансында пайда болгондуктан, бул талаалар мейкиндикке чыгып таралышбайт. Демек, мындай контурлар электромагниттик талаа үчүн жабык болушат экен. Электромагниттик толкундар мейкиндикке таралыш үчүн ачык контур жасоо керек. Электромагниттик термелүүнүн энергиясы электр жана магнит талааларынын чыңалышынын квадратына түз пропорциялаш экендиги белгилүү, б.а. $W \sim E^2 H^2$ ал эми индукциялык электр талаасынын жана магнит талаасынын чыңалыштары токтун өзгөрүшүнүн ылдамдыгына (dI/dt) түз пропорциялаш,

$$H \sim E \sim L\frac{dI}{dt}$$

Электр тогу заряддын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына же болбосо заряддын термелүүсүнүн жыштыгына түз пропорциялаш болгондуктан,

$$I = \frac{dq}{dt} \sim \omega$$

Электромагниттик термелүүнүн энергиясы термелүү жыштыгынын төртүнчү даражасына түз пропорциялаш экендигин алабыз

$$W \sim \omega^4 \qquad (10.2.2)$$

Демек, мейкиндиктеги электромагниттик термелүүнүн энергиясын көбөйтүү үчүн анын термелүү жыштыгын көбөйтүү зарыл экен.

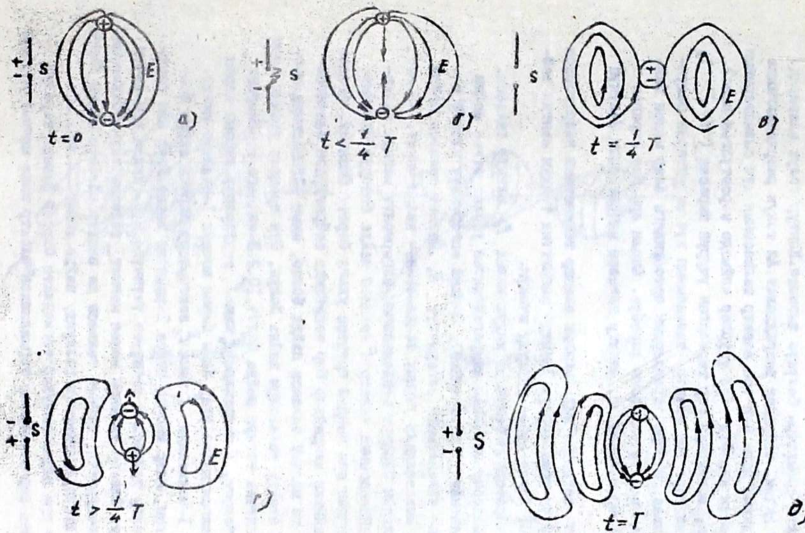
Ал эми термелүү жыштыгы контурдун параметрлери L жана C тескери пропорциялаш болгондуктан,

$$\omega \sim \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (10.2.3)$$

жыштыкты көбөйтүү үчүн контурдун L индуктивдүүлүгүн жана C сыйымдуулугун азайтуу зарыл (10.2.3-чийме) жантип жабык контурдан (10.2.3а-чийме) ачык контурду (10.2.3г-чийме) өтүүнүн схемасы көрсөтүлгөн 10.2.3а-чиймеде L индуктивдүүлүгүн жана C сыйымдуулугу болгон конденсатордон турган жабык контур көрсөтүлгөн. Индуктивдүүлүктүн ороомолорунун саны N, конденсатордун капталдарынын ар биринин аянты S-ка барабар. Мында S разряд аралыгы. Индуктивдүүлүктү азайтыш үчүн N ороомдордун ордуна бир ором калтырабыз ($N=1$), ал эми конденсатордун сыйымдуулугун азайтыш үчүн ($C \sim \varepsilon\varepsilon_0 S'/d$) эки жалпак беттин ордуна эки кесим өткөргүчтү алып, аларды керип коебуз (10.2.3^{б}-чийме). Термелүү жыштыгын дагы чоңойтуш үчүн, индуктивдүүлүктөгү бир оромдун ордуна, өткөргүчтүн бир кесигин алабыз, ал эми конденсатор болуп кызмат кылган эки кесинди өткөргүчтү дагы чоңураак аралыкка киребиз (10.2.3^{в}-чийме). Анда, электр талаасы мейкиндикке көбүрөөк чыкканын көрөбүз. Ал эми электр талаасы мейкиндикке дагы көбүрөөк чыксын үчүн термелүү контурун S разрядык аралыгында бир окто жайланышкан эки кесим өткөргүч түрүндө алабыз (10.2.3^{г}-чиймеси). Мында электр талаасы ачык мейкиндикке чыгат. Мындай контурду Герц колдонгон жана Герцин вибратору деп аталат.

Герц мындай вибраторду индукторго туташтырып (10.2.4^{а}-чийме) электромагниттик термелүүнү нурланткан. Бул электромагниттик термелүүнү кабыл алыш үчүн резонанс кубулушун пайдаланган жана кабыл алуучу контур катары нурлантуучу B_1 вибратордой эле экинчи B_2 вибраторун алган. Анын жыштыгы ν_2 нурлантуучу вибратордун ν_1 жыштыгына дал келгенде ($\nu_1=\nu_2$) кабыл алуучу контурга туташтырылган электр K коңгуроосу иштеген (10.2.4^{б}-чийме). Эмне, биз Г.Герцин жасаган биринчи радио (передатчик) бергичин жана радиоалгычты (приемник) карадык.

Эми Герцин вибраторунан электромагниттик толкундун нурлануу процесстерине көңүл буралы (10.2.5-чийме). Баштапкы учурда $t=0$ контур толук заряддалган ($q=q_0$). Оң жана терс заряддардын ортосунда (S аралыгында) электр талаасы E_0 пайда болот. Андан ары $t>0$ болгондо, S аралыгында разряд куруп, термелүү башталат (конденсатор разряддала баштайт), оң жана терс заряддар бири бирин көздөй умтулуп жылышат. Бул заряддар электр талаасы менен байланышта болгондуктан, аларды электр талаасынын күч сызыктары ээрчигендиктен, күч сызыктардын алгачкы калыбы бузулат ($0<t<\frac{1}{4}T$) Конденсатор толук разряддалып бүткөндө ($t=1/4T$) терс жана оң заряддар бири бирин толук жоюшкандыктан, күч сызыктардын аягы башы менен кошулуп туюк күч сызыктарга айланышат. Убакыттын $t=\frac{1}{4}T$ учурунан конденсатордо алазаряддоо башталат, б.а. кайрадан оң жана терс заряддар бөлүнө баштайт, оң заряд төмөнкү терс заряд жогору көздөй жыла



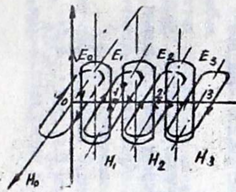
10.2.5-чизма

баштайт. Заряддар бөлүнгөндүктөн алардын ортосунда жаңыдан электр талаасы пайда болуп, мурдагы туюк күч сызыктарды сүрүп чыгат. Ошентип, мейкиндикке эки топ электр талаасынын күч сызыктары бөлүнүп чыгышат. Контур толук алазаряддалган кийин, кайрадан разряддалат. Ал толук разряддалганда мейкиндикке дагы эки топ электр талаасынын күч сызыктарынын бөлүнгөнүн көрөбүз (бул учурлар чиймеде көрсөтүлгөн эмес). Ошентип, контурдун бир термелген учурун карасак ($t=T$), анда биз төрт топ электр талаасынын күч сызыктарын бөлүнгөнүн жана оң, терс заряддардын ортосундагы алар менен байланышкан электр талаасын көрөбүз. Андан ары биз караган процесстер кайталанып, электр талаасы вибратордон бөлүнүп турат.

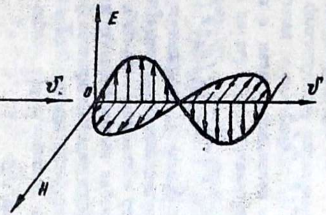
Биз жогоруда индукциялык электр талаасынын вибратордон бөлүнгөнүн гана көрдүк. Электро магниттик толкун кантип пайда болот деген суроо туулушу мүмкүн.

Вибратордон бөлүнгөн индукциялык E_0 электр талаасы, өзүн колдоочу заряддан ажырагандыктан убакыт өткөн сайын азая баштайт (10.2.б чийме). Мындай өзгөрмөлүү электр талаасынын айланасында өзгөрмөлүү H_0 .Магнит талаасы пайда болору Максвеллдин үчүнчү теңдемесинен келип чыгат. Ал эми Максвеллдин биринчи теңдемесинен өзгөрмөлүү магнит талаасынын айланасында электр E_1 талаасы пайда болорун билебиз жана мындан ары мындай процесс улана берет. Ошентип, эгерде мейкиндиктин кандайдыр бир чекитинде вибратордон бөлүнгөн электр же магнит талаасы пайда болсо, анын айланасында магнит же электр талаалары пайда болуп, бул процесс уланып электромагниттик толкун пайда болот. 10.2.б-чиймеге тереңирээк көңүл бөлсөк, 0 чекитинде $\vec{E}_0$ жана $\vec{E}_1$ векторлору карама каршы багытталгандыктан, алар бири бирин жоюшуп 1-чекитке жылат. Ал эми 1-чекитинде $\vec{E}_1$ жана $\vec{E}_2$ векторлору карама каршы болгондуктан, алар жоюшуп талаа 2-чекитке көчөт. Ушул эле сыяктуу электр талаасы 2-чекиттен үчүнчүгө ж.б. андан ары көчүп олтурат. Электр талаасы менен магнит талаасы тыгыз байланышта болгондуктан, магнит талаасы да электр талаасы менен бирге жылып электромагниттик толкунду пайда кылат.

Өз ара перпендикуляр тегиздикте бирдей фазада таралуу багытына перпендикуляр термелишкен электр жана магнит векторл



10.2.6 - чизма



10.2.7 - чизма

жор электромагниттик толкунду түзүшөт (10.2.7-чийме).

Биз буга чейин электромагниттик толкунду пайда болушун жана таралышын карадык. Эми бул толкун кандай ылдамдык менен таралышына токтололу.

Электромагниттик индукция кубулушун табийгатын караганда, $\vec{v}_0$ ылдамдыгы менен жылуучу $\vec{B}$ магнит талаасы байкоо чекитине салыштырмалуу $\vec{E}^*$ индукциялык электр талаасын түзөрүн көргөнбүз

$$\vec{E}^* = -k'[\vec{v}_B \times \vec{B}] \tag{10.2.4}$$

Ошондой эле v ылдамдыгы менен кыймылдаган e заряды r аралыгында түзгөн магнит талаа

$$\vec{H} = k'e\left[\vec{v} \times \frac{\vec{r}}{r^3}\right] = k'[\vec{v}_E \times \vec{E}] \tag{10.2.5}$$

барабар болот. Мында биз $\frac{e}{r^2}$ чекиттүү заряддын r аралыкта түзгөн электр талаасынын чыңалышы $E = e/r^2$ жана $v = v_E$ заряд менен бирге жылган электр талаасынын ылдамдыгы экендигин эске алдык. Электромагниттик толкунда электр жана магнит талаалары мейкиндикте бирге таралышкандыктан $v_E = v_B = v$ жана алар өз ара перпендикуляр болгондуктан $\bar{E} \perp \bar{B} \perp v$ 10.2.4 жана 4.2.5-формулалардан төмөндөгүлөрдү алабыз

$$E^* = E = k'vB \tag{10.2.6}$$

$$H = k'vE \tag{10.2.7}$$

Максвелл бел теңдемелерди Гаусстун абсолюттук системасында вакуум үчүн караган: $k' = 1/c : k = 1 : \mu_0 = 1 : \mu = 1 : \varepsilon = 1; c = 3 \cdot 10^8 м/$

Анда $B = H$ (10.2.7) формуланы 10.2.6 -теңдемеге коюп

$$v = c \tag{10.2.8}$$

алабыз. Башкача айтканда, электромагниттик толкун вакуумда жарыктын ылдамдыгы менен тарайт экен. Максвелл мындан башка дагы бир ачылыш жасаган-жарык электромагниттик толкундун көз көргөн диапозону эсептелет.

Эми электромагниттик толкундун кандайдыр бир чөйрөдө таралуу ылдамдыгына көңүл буралы б.а. $\mu \neq 1 : \varepsilon \neq 1$

Ал үчүн 4.2.7 -теңдемени сол жагын дагы $\bar{E}$ ни $\bar{D}$ га алмаштырабыз, анда

$$E = k'\upsilon B = \frac{\mu}{c}\upsilon B \qquad (10.2.9)$$

$$H = k'\upsilon D = \frac{\varepsilon}{c} = \upsilon E \qquad (10.2.10)$$

Бул эки теңдемеден

$$\upsilon = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{c}{n} \qquad (10.2.11)$$

экендигин алабыз. Мында $n = \sqrt{\mu\varepsilon}$ чөйрөнүн сынуу көрсөткүчү деп аталат. Диэлектриктерде $\varepsilon > 1$, пара жана феромагнитиктерде $\mu > 0$ болгондуктан, электромагниттик толкун жарыктын ылдамдыгынан n эсе акырын тарайт. Ал эми диамагнитиктерде $\varepsilon = 1$. $\mu < 1$. $n < 1$ болгондуктан электромагниттик толкун жарыктын вакуумдагы c ылдамдыгынан чоң ылдамдык менен тарайт экен.

Ылдамдыкты туюнтуучу (10.2.11)-формуланы 10.2.9 же 10.2.10-формулага коюп электр жана магнит талааларынын чөйрөнүн мүнөздөмөлөрү ε жана μ аркылуу байланышын алабыз,

$$\sqrt{\varepsilon} E = \sqrt{\mu} H$$

же

$$\varepsilon E^2 = \mu H^2 \qquad (10.2.12)$$

10.2.12-формула электромагниттик энергияны электр же магнит талаасынын чыңалыштары аркылуу туюнтууга мүмкүндүк берет. Чындыгында

$$W_H = \frac{k'}{k}\,\frac{\mu\mu_0}{8\pi}H^2, \quad W_E = \frac{k'}{k}\,\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{8\pi}E^2$$

болгондуктан, Гаусстун системасында электромагниттик толкундун энергиясы

$$W = W_H + W_E = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi}$$

жана 4.2.10-формуланы эске алып,

$$W = \frac{\mu H^2}{8\pi} + \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{\mu H^2}{4\pi} = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} \qquad (10.2.13)$$

экендигин алабыз

Электромагниттик толкун $\upsilon = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ ылдамдыгы менен тыгыздыгы W болгон энергияны алып жүрөт. Бул эки чоңдуктун көбөйтүндүсү $\bar{S} = W\upsilon$ Умов Поитингдин вектору деп аталат, же болбосо ал вектор

$$S = \frac{c}{4\pi}[\bar{E} \times \bar{H}] \qquad (10.2.14)$$

барабар болот. Бул вектордун сан мааниси бирдик убакыттын ичинде энергиянын багытына перпендикуляр турган бирдик тегиздик аркылуу өткөн энергиянын агымына барабар болот.

10.3. Электромагниттик толкундун басымы

Электромагниттик толкун өзүнүн жолундагы тоскоолдуктарга басым жасайт. Бул басымдын себеби эмнеде?

Электромагниттик толкун жалпак тегиздикке перпендикуляр түшсүн дейли (10.3.1-чийме). Бул толкундун электр талаасы нерсенин бетинде токту пайда кылат ($\vec{j} = \sigma \vec{E}$), бул ток толкундун магнит талаасына перпендикуляр болгондуктан, ампердин законун негизинде, нерсеге толкундун багыты боюнча F күчү таасир этет. Бирдик аянтка таасир эткен күч басымга барабар ($p = F/S$) экендигин эске салалы. Электромагниттик толкундун басымынын анын орточо энергиясынын тыгыздыгы менен байланышын Максвелл тапкан

$$p = (1+k)W \tag{10.3.1}$$

Мында k -нерсенин толкунду чагылдыруу коэффициенти Эгерде нерсе толкунду толук чагылдырса $k = 1$

$$p = 2\bar{W} \tag{10.3.2}$$

Ал эми түшкөн толкунду нерсе толук жутса ($k = 0$), анда толкундун басымы эки эсе аз болот, б.а.

$$p = \bar{W} \tag{10.3.3}$$

Жарык толкунунун заттарга болгон басымын тажрыйба жүзүндө орус окумуштуусу П.Н.Лебедев ишке ашырган.

10.4. Электромагниттик толкундун шкаласы

Термелүү контурунда ошондой эле Герцтин вибраторунда заряддардын термелиши электромагниттик толкунду пайда кыларын көрдүк. Чындыгында контурдагы заряд $q = q_0 \cos\omega t$ ал эми ток $I \approx \omega_0 q_0 \sin\omega t \sim \omega$ өзгөрсө, $I \sim ne\upsilon$ экендигин эске алсак, $I \sim \omega \sim \upsilon$ контурдагы ток заряддын ылдамдыгына түз пропорциялаш. Ал эми контурдагы пайда болгон электр жана магнит талаасы токтун өзгөрүшүнүн ылдамдыгына (dI/dt) пропорциялаш экендигин мурда карагандыз

$$E \sim H \sim L\frac{dI}{dt} \sim \frac{d\upsilon}{dt} = a \sim \omega^2 \qquad (10.4.1)$$

Бул туюнтмадан, электромагниттик толкунду ылдамдатылган кыймылдагы заряддар нурлантары жана анын жыштыгы заряддын ылдамдануусуна жараша болору ($\omega^2 \sim a$) келип чыгат. Бул жыйынтык Максвеллдин теориясынан келип чыккан негизги тыянактын бири болуп эсептелет.

Электромагниттик термелүүлөр жана толкундардын жыштыгы өтө кеңири диапозондо, нөлдөн өтө чоң жыштыктары 10^{-20} Гц ке чейин өзгөрүшөт. Бул толкундардын нурлантуучу булактарына жана касиеттерин жараша диапозондорго бөлүнүшөт (төмөнкү таблицаны кара, $\nu = c/\lambda$ болгон байланышты эске ал).

Таблица 10.4.1

толкундун аты	толкундун узундугу (м)	толкундун жыштыгы (Гц)	Толкундун булагы
Төмөнкү жыштагы толкундар	$\lambda > 10^4$	$\nu < 3\cdot10^4$	өзгөрмөлүү токтун Генераторлору
Радиотолкундары	$10^4 - 0,1$	$3\cdot10^4 - 3\cdot10^{10}$	Термелүү контурлары, Герцтин вибратору
Ультрарадио толкундары	$0,1 - 10^{-4}$	$3\cdot10^{10} - 3\cdot10^{12}$	Магнетрон, клистрон ж.б.
Инфракызыл нурлар	$10^{-4} - 7,7\cdot10^{-7}$	$3\cdot10^{12} - 4\cdot10^{14}$	Ысытылган заттар (шамдар) дүүлүккөн атомдор, молекулалар
Жарык нурлары	$7,7\cdot10^{-7} - 4\cdot10^{-7}$	$4\cdot10^{14} - 7,5\cdot10^{14}$	
ультрафиолет нурлары	$4\cdot10^{-7} - 4\cdot10^{-8}$	$7,5\cdot10^{14} - 3\cdot10^{16}$	-"-
рентген нурлары	$10^{-8} - 10^{-11}$	$3\cdot10^{16} - 3\cdot10^{19}$	рентген трубкалары
Гамма нурлары	$< 10^{-11}$	$\nu > 3\cdot10^{19}$	радиоактивдүү заттар (атомдордун ядролору)

Глава II. ЗАТТАРДЫН МАГНИТ ТАЛААСЫ

II.I. Магниттелиш вектору $\vec{P}_m$ жана анын $\vec{H}$ жана $\vec{B}$ векторлору менен байланышы

Вакуумда жана түрдүү чөйрөлөрдө токтуу өткөргүчтүн түзгөн магнит талаасы ар кандай маанилерге ээ болуп, тиешелүү $\vec{H}$ жана $\vec{B}$ чоңдуктары менен мүнөздөлөрүн мурда карагансыз (§ 7.I). Башкача айтканда, токтуу өткөргүчтүн магнит талаасы чөйрөнү магниттеп, кошумча магнит талаасы пайда кылат. Эгерде биз токтун вакуумдагы магнит талаасын $\vec{H}$ вектору менен мүнөздөсөк, ал эми магниттелген чөйрөнүн түзгөн магнит талаасын $\vec{H}'$ вектору менен белгилесек, анда жалпы магнит талаасы $\vec{B}$ бул эки вектордун суммасына барабар болот.

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{H}') \qquad (II.I.I)$$

$\vec{H}'$ кантип пайда болоруна көңүл буралы. Ар кандай заттар атомдордон турарын жана атом ядродону анын айланасында айланган электрондордон турган система экендигин эске салалы (II.I.I-чийме) ядронун айланасында электрондор өтө жогорку жыштыкта (секундасына 10^{15}) айланышкандыктан, бул электрондун m массасын жана e зарядын орбита боюнча бир калыпта жайгарышылган пакек катары б.а. тегерек ток катары кароого болот. Тегерек токтун магнит талаасы магнит ийини вектору P_m менен мүнөздөгөнбүз (§ 7.4) (II.I.2-чийме).

$$\vec{P}_m = k' I S \vec{n} \qquad (II.I.2)$$

Бул тегерек токтун огундагы магнит талаасы ушул магнит ийинине түз пропорциялаш экендигин ($\vec{H} \sim \vec{P}_m$) көргөнбүз.

Атомдогу айланган электрон m массасына жана e зарядына ээ болгондуктан, анын орбита боюнча кыймылы орбиталык механикалык $\vec{L}_0$ жана магниттик $\vec{P}_0$ ийиндер менен мүнөздөйбүз.

Орбиталык механикалык ийин

$$\vec{L}_0 = m\vec{v}\vec{r} \qquad (II.I.3)$$

электрондун $m\vec{v}$ импульсунун орбитанын r радиусуна көбөйткөнгө барабар. Ал эми орбиталык магнит ийини

$$\vec{P}_0 = k' L_0 S \vec{n} \qquad (II.I.4)$$

Электрондун e зарядынын кыймылы түзгөн $I_0 = e/T$ токтун орбита чектеген $S = \pi r^2$ аянтка барабар ($\vec{n}$ бирдик нормаль T -электрондун айлануу мезгили),

$$I_0 = \frac{e}{T} = \frac{e\upsilon}{2\pi r}$$

болгондуктан,

$$\vec{P}_0 = k'\frac{e\upsilon r}{2}\vec{n} \qquad (II.I.5)$$

векторунун $\vec{L}_0$ векторуна болгон катышы турактуу чондук экендигин көрөбүз

$$\frac{P_0}{L_0} = k'\frac{e}{2m} = \Gamma \qquad (II.I.6)$$

Бул катыш гиромагниттик чондук деп аталат жана мындан

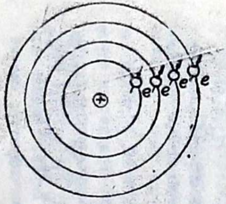
$$\vec{P}_0 = k'\frac{e}{2m}\vec{L} \qquad (II.I.7)$$

атомдун орбиталдык магнит ийини орбиталдык механикалык ийинге түз пропорциялаш экендигин көрөбүз, б.а. эгер атом орбиталдык механикалык ийинге ээ болсо, ал сөзсүз орбиталдык магнит ийинине ээ болот. Мындай байланыш электрондун массага жана зарядка ээ экендигинен келип чыгат. Демек, атом магнит ийинине ээ болгондуктан, анын айланасында $\vec{P}_0$ векторуна пропорциялаш магнит талаасы пайда болот. Атомдогу электрондун орбита боюнча айланышы орбиталдык ийиндерди түзөт тургандыгын көрдүк. Кийинчерээк, кыймылсыз электрондун өзүмдүк (спиндик) механикалык L_s жана өзүмдүк магнит $\vec{P}_s$ ийиндерге ээ экендигин аныкталган (II.I.3-чийме) жана алардын ортосундагы байланыш II.I.7 -туюнтма сыяктуу эле катышат

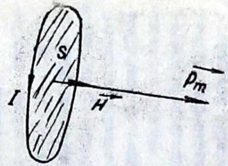
$$\vec{P}_s = k'\frac{e}{m}\vec{L}_s \qquad (II.I.8)$$

б.а. эң кичинекей магнит болуп электрон эсептелет экен. Бул өзүмдүк ийиндер классикалык физиканын (максвеллдин теориясынан) негизинде түшүндүрүлбөйт.

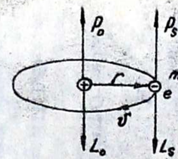
Алардын физикалык табияты, кийинчерээк кванттык физикада түшүндүрүлөт. Булардан башка, атомдо анын оң заряддалган ядросу бар. Ядро протон жана нейтрон деген бөлүкчөлөрдөн турары белгилүү. Бул бөлүкчөлөр, электрон сыяктуу эле өзүмдүк магнит жана механикалык ийиндерге ээ болот. Бирок, алардын массасы электронго караганда 2000 эсе оор болгондуктан, магнит ийиндери 2000 эсеге аз болушат (II.I.8-формуланы кара).



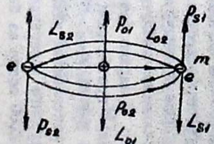
11.1.1-чизма



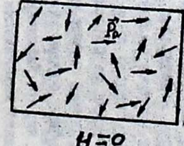
11.1.2-чизма



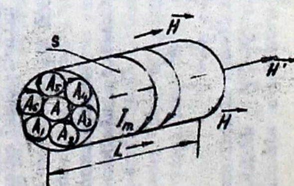
11.1.3-чизма



11.1.4-чизма



11.1.5-чизма



11.1.6-чизма

Ошентип, ядронун магнит, ийинин, электронго салыштырмалуу, эсепке албай койсок болот. Биз буга чейин бир электронду гана атомду карадык. Ал эми жалпы жонунон, ар бир атомдо анын Менделеев таблицасындагы ээлеген катар Z номерине барабар электрон болот. Эгерде атомдо Z электрон болсо, анда анын магнит ийини

$$\vec{P_a} = \sum_{i=1}^{Z} \vec{P}_{ai} + \sum_{i=1}^{Z} \vec{P}_{si} \tag{II.I.9}$$

орбиталдык $\vec{P_o}$ жана өзүмдүк $\vec{P_s}$ магнит ийиндеринин вектордук суммаларына барабар болушат (Мисалы, II.I.4-чиймеде эки электронду атом көрсөтүлгөн. Ар кандай заттар атомдордон турушат, алардын магнит ийиндери $\vec{P_a}$ баш аламан багытталышат. Ошондуктан, сырткы магнит талаасы болбосо, заттагы магнит ийиндеринин суммасы нөлгө барабар болуп, магнит талаасын түзүшбөйт (II.I.5)

Эгерде затты магнит талаасына жайлаштырсак, анын атомдорунун магнит ийиндери, магнит жебеси сыяктуу магнит талаасынын күч сызыктары боюнча багытталышып, алардын вектордук суммасы заттын магнит ийинин түзүшөт. Заттын бирдик көлөмүнө туура келген заттын магнит ийини анын магниттелиш вектору $\vec{P}_m$ деп аталат, б.а.

$$\vec{P}_m = \frac{\sum_{i=1}^{N} \vec{P_{ai}}}{V} \tag{II.I.10}$$

Мында P_{ai} бир атомдун магнит ийини, N -атомдордун саны, V -заттын ээлеген көлөмү. Магниттелиш вектору заттын магниттелген абалын мүнөздөөчү чоңдук болуп эсептелет. Заттардын ар бир чекиттериндеги магниттелиш вектору белгилүү болсо, алар түзгөн магнит талаасын аныктоого болот.

Бир тектүү магнит талаасына жайланышкан узундугу l туурасынан кесилиш аянты S болгон цилиндр түрүндөгү заттын (өзөктүн) магниттелишин карайлы (II.I.6-чийме). Атомдордун магнит ийини магнит H талаасынын күч сызыктарын бойлоп багытталышкандыктан, атомдордогу орбиталдык (микро) токтор бир багытта агышат (чиймеде (А) кичинекей айланалар).

Цилиндрдин баш жагындагы микротокторго көңүл бурсак, коншу атомдорду жанаша жайланышкан жактарындагы токтор карама-каршы багытта болгондуктан, бирин-бири жоюшуп заттын ичиндеги токтордун суммасы нөлгө барабар болот. Ал эми заттын эң сырткы катмарындагы атомдордун сырт жагындагы микротоктордун түзүүчүлөрү жоюлушбай кошулушуп, цилиндрдин бетин айланган I_m макроскопиялык тогун түзөт. Бул S кесилиш аянтын айланган токтун түзгөн магнит ийини

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^{N} \vec{P}_{ai} = k' I_m S \vec{n} \qquad (II.I.II)$$

барабар болот. Ал эми тиешелүү магниттелиш вектор

$$\vec{\mathcal{P}}_m = \frac{P_m}{V} = k' \frac{I_m S}{S\ell} = k' \frac{I_m}{\ell} = k' I_m \qquad (II.I.I2)$$

аныкталат, б.а. магнит талаасындагы өзөктү бирдик узундугундагы токтуу бир орамго туура келген соленоид катары кароого болот экен. Мындай токтун түзгөн магнит талаасын соленоиддин формуласын колдонуп табууга болот

$$\vec{H}' = k 4\pi I_{m_0} = \frac{k}{k'} 4\pi \vec{\mathcal{P}} \qquad (II.I.I3)$$

Заттагы микротоктордун түзгөн магнит талаасы $\vec{H}'$ анын магниттелиш векторуна $\vec{J}$ пропорциялаш болот. Ошондуктан, жалпы магнит талаасы $\vec{H}$ жана $\vec{H}'$ векторлорунун суммасына барабар, б.а.

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{H}') \qquad (II.I.I4)$$

Изотроптуу магнетиктер үчүн, магниттелиш вектору сырткы $\vec{H}$ магнит талаасына пропорциялаш болот

$$\vec{\mathcal{P}}_m = \varkappa \vec{H} \qquad (II.I.I5)$$

пропорция коэффициенти $\varkappa$ <u>магнит ныктуулугу</u> деп аталат. Эми II.I.I5 жана II.I.I3-формулаларды II.I.I4-теңдемеге коюп, жалпыланган магнит талаасы

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \frac{k}{k'} 4\pi \varkappa) \vec{H}' = \mu \mu_0 \vec{H} \qquad (II.I.I6)$$

экендигин табабыз. Мында

$$\mu = 1 + \frac{k}{k'} 4\pi \varkappa \qquad (II.I.I6)$$

заттын магнит өтүмдүүлүгү деп аталат. СИ системасында, $k' = 1; k = \frac{1}{4\pi}$ болгондуктан, $\mu = 1 + \varkappa$ барабар болот.

Ошентип, токтун чөйрөдөгү магнит талаасын өлчөгөндө, түздөн түз өлчөнүүчү чоңдук магнит индукциясы $\vec{B}$ болуп эсептелет, жана ал заттардагы микро жана өткөргүчтөгү макротоктордун түзгөн талаалардын суммасына барабар болот.

II.2. Заттардын магниттик касиеттери. Диа жана парамагнетизм

Магнит өтүмдүүлүк μ заттардын магниттик касиеттерин мүнөздөйт. Магнит өтүмдүүлүгү $\mu<1$ ($\varkappa<0$) болгон заттар диамагнетиктер, болгон заттар парамагнетиктер деп аталышат. Мындай заттар изотроптуу болушат. Магнит талаасын өтө сезгич ($\mu \gg 1$) заттар өзгөчө бөлүнүп ферромагнетиктер деп аталышат.

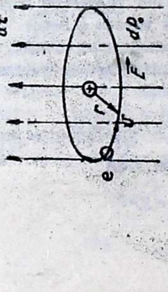
I. Адегенде диамагнетизмди карайлы. Диамагнетиктер үчүн магниттик шыктуулук $\varkappa<0$ тескери мааниге ээ. Бул заттар үчүн, II.I.I5-формуланын негизинде магниттелиш вектору $\bar{P}$ сырткы магнит талаасынын чыңалышына $\bar{H}$ карама-каршы багытталган, б.а. жалпы магнит талаасы, магнит индукциясынын вектору $\bar{B}$ анын чыңалыш $\bar{H}$ векторунан кичине ($\bar{B}<\bar{H}$) болот. Ошондуктан, мындай диамагниттик заттарды (мисалы, Висмут таякчасы) магнит талаасына жайлаштырсак, андан алар талаадан түртүлүп чыгарылат.

Диамагнеттик заттардын атомдорунда жуп сандагы электрондор болот. Атомдогу жанаша жайланышкан электрондор үчүн алардын орбиталдык $\vec{P_o}$ жана өзүмдүк $\vec{P_s}$ магниттик ийиндери карама каршы багытталгандай болуп кыймылдоо ыңгайлуу (II.I.4-чийме) (ар кандай система энергиясын минималдуу кылууга умтулат -эң кичине энергиялуу принциби). Ошондуктан, мындай атомдордун жалпы магнит ийини $P_a=0$ нөлгө барабар болгондуктан, диамагниттик заттын жалпы магнит ийини $\sum_{i=1}^{N} P_{ai}=0$ дагы нөлгө барабар болуп сырткы магнит талаасы болбогондо анын магниттелиш вектору $\bar{P}_m$ нөлгө барабар болот. Бирок, диамагниттик затты магнит талаасына киргизсек, анын атомдорун кескен магнит агыны кескин өзгөрөт (dH/dt) >0 Электромагниттик индукция законунун негизинде, мындай өзгөрмөлүү магнит агынынын айланасында индукциялык электр талаасы пайда болот (II.2.I-чийме)

$$\oint_L E_e dl = -k'\frac{d\varphi}{dt} = -k'\frac{d}{dt}(HS) \qquad \text{(II.2.I)}$$

Атомдун орбитасындагы электрон үчүн

$$\oint_L E_e dl = E\,2\pi r \;; \quad S=\pi r^2$$



11.2.1-чизма

11.2.2-чизма

экендигин эске алсак II.2.I-формуладан атомдогу индукциялык электр талаасы магнит талаасынын өзгөрүшүнүн ылдамдыгына

$$\vec{E} = -\frac{r}{2}\frac{d\vec{H}}{dt} \qquad (II.2.2)$$

түз пропорциялаш жана анын багыты Ленцтин эрежеси боюнча аныкталат. Бул индукциялык электр талаасы, орбитадагы электронго кошумча $\vec{f} = e\vec{E} = m\vec{a}$ күч менен аракет жасап анын орбиталык ылдамдыгын өзгөртөт ($a = dv/dt$).Электронго индукциялык электр талаасын бойлогон айлана боюнча таасир эткен күчтүн ийини $M = eE \cdot r$ барабар.Бул күчтүн ийини, нерсенин айлана боюнча болгон кыймылынын динамикасынын негизги закону боюнча

$$M = eEr = \frac{dL_o}{dt} \qquad (II.2.3)$$

орбиталдык механикалык L_o ийиндин өзгөрүшүнө алып келет. Акыркы формулага II.2.2-туюнтманы коюп, орбиталдык механикалык ийиндин өзгөрүшүн табабыз

$$d\vec{L}_o = -\frac{r^2}{2} e d\vec{H} \qquad (II.2.4)$$

Мында магнит талаасынын өзгөрүшү dH диамагнитте магнит талаасы бар ($H_2 = H$) жана жок кездеги ($H_1 = 0$) айырмасына барабар

$$d\vec{H} = \vec{H}_2 - \vec{H}_1 = \vec{H} \qquad (II.2.5)$$

Акыркы туюнтманы эске алсак,

$$d\vec{L}_o = -\frac{r^2 e}{2}\vec{H} \qquad (II.2.6)$$

болот.

Электрондун орбиталдык механикалык ийинге ээ болушу, анын орбиталдык магнит ийинине ээ кылгандыктан, II.I.7 жана II.2.6. формулалардан, пайда болгон кошумча орбиталык магнит ийининин туюнтмасын алабыз

$$d\vec{P}_o = -\frac{r^2 e^2}{4m}\vec{H} \qquad (II.2.7$$

жана бул кошумча магнит ийининин $d\vec{P}_o$ сырткы магнит талаасынын багытына карама каршы багытталганын көрөбүз.
Тышкы магнит талаасынын таасири астында пайда болгон атомдун магнит ийини

$$\vec{P}_a = \sum_{i=1}^{z} d\vec{P}_{oi}$$

ар бир электрон түзгөн кошумча ийиндердин $\vec{P_{ai}}$ вектордук суммасына барабар. Ал эми диамагниттеги пайда болгон магниттелиш вектору

$$\vec{\mathcal{P}} \sim \sum_{i=1}^{N} \vec{P_{ai}} \sim -\vec{H}$$

сырткы магнит талаасына карама-каршы багытталган болот. Бул эффект диамагниттик деп аталат.
Ошентип, диамагниттик эффект сырткы магнит талаанын атомдогу электрондорго тийгизген аракети менен байланыштуу жана бул эффект, магнит талаасына ар кандай заттарды киргизгенде пайда болот.

2. Парамагнитизм. Парамагниттик заттар үчүн магниттик шыктуулук ($\varkappa > 0$) оң мааниге ээ, б.а. магниттелиш векторунун сырткы магнит талаасы бирдей багытталышат. Ошондуктан, магнит индукциясы $\vec{B}$ чыңалыш векторунан чоң болуп, мындай заттар жалпы магнит талаасын күчөтөт экен.

Парамагниттик заттардын атомдорунда так сандагы электрондор болушат. Жанаша жайланышкан электрондордун орбиталдык $\vec{P_0}$ жана өзүмдүк $\vec{P_S}$ магнит ийиндери карама-каршы багытталып бирин-бири жоюшуп, жуп сандагы электрондордун жалпы магнит ийини нөлгө барабар болгондуктан, атомдун магнит ийини акыркы так электрондун орбиталдык $\vec{P_0}$ жана өзүмдүк $\vec{P_S}$ магнит ийиндеринин суммасына барабар болот (II.I.3-чийме)

$$\vec{P_a} = \vec{P_0} + \vec{P_S}$$

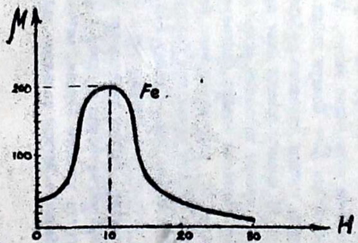
Сырткы магнит талаасы жок болгон кезде, парамагниттик заттын атомдорунун магнит ийиндери баш аламан жайланышкандыктан, (II.1.4-чийме) заттын толук магнит ийини нөлгө барабар болот магнителбейт.
Мындай заттарды магнит талаасына киргизгенде атомдордун магнит ийиндери талаанын багыттарын бойлоп жайланышып, магниттелишет, (II.2.2-чийме).
Ошентип, парамагниттик заттын магниттелиш вектору $\vec{\mathcal{P}}$ сырткы $\vec{H}$ магнит талаасы менен бир багытта болуп, жалпы магнит талаасы $\vec{B}$ күчөйт ($\vec{B} > \vec{H}$).

II.3.Ферромагниттизм

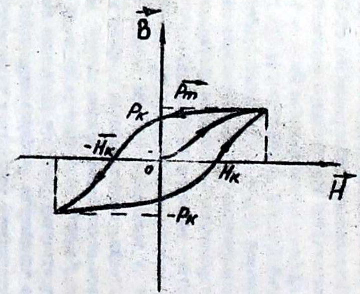
Магнит талаасын өтө сезгич заттар ферромагнетиктерди түзүшөт, химиялык тогуз Менделеевдин таблицасындагы 26-28 жана 64-69 катардагы элементтердин кристаллдары ферромагниттик касиетке ээ: темир ($_{26}Fe$), кобальт ($_{27}Co$), Никель ($_{28}Ni$), Гадолиний ($_{64}Gd$), Тербий ($_{65}Tb$), Диспорзий ($_{66}Dy$), Гольмий ($_{67}Ho$), Эрбий ($_{68}Er$) жана тулий ($_{69}Tm$).Ферромагниттин ферромагнит менен ошондой эле ферромагниттин ферромагнит эмес болгон заттардын кошулмалары да ферромагниттик касиетке ээ болушат.

Ферромагнетиктердин негизги касиеттери: I.Магнит өткөрүмдүүлүгү μ сырткы магнит H талаасынын таасири астында өзгөрөт (II.3.I- чийме).Адегенде, магнит талаасы азыраак кезде μ кескин өсүп, магнит талаасы өскөн сайын чоңоюп олтуруп максимумга жетет (темир үчүн $H \approx$ эрстед).Магнит талаасынын андан ары жогорулашы магнит өткөрүмдүүлүгүнүн азайышына алып келет. Магнит талаасы өтө чоңойгондо μ бирге жакындайт. Ошондуктан, ферромагнетиктерди өтө чоң магнит талааларында электромагниттин өзөгү катары пайдалануу пайдасыз экен.

2.Ферромагниттик заттардын магниттелген абалы аларды магниттеөчү талаа жок болсо да көпкө чейин сактап калат. Мунун натыйжасында магниттик гистерезис пайда болот (II.3.2-чийме). Ферромагниттерде магниттелиш вектору $\vec{P}_m$ өзгөрүшү магнит талаасынын $\vec{H}$ чыңалышынан арта калып калат. Адегенде ферромагнетик магниттелбеген абалда $\vec{P}_m=0$ болсун дейли.Аны магнит талаасына жайланыштырып, магнит талаасын көбөйтө баштасак, магниттелиш вектору $0A$ сызыгы боюнча өсөт да A чекитинен баштап каныгат, б.а. магнит талаасын андан ары чоңойтсо $\vec{P}_m$ өзгөрбөйт.Магнит талаасын азайта баштасак, магниттелиш $\vec{P}_m$ вектору мурдагы $A0$ жолу менен эмес башка $A\vec{P}_k$ сызыгы менен азаят. Сырткы магнит талаа жок болгондо ($H_0=0$) ферромагнетик магниттелген бойдон калат ($\vec{P}_m=\vec{P}_k$) Бул магниттелишти жок кылыш үчүн магнит талаасынын ($\vec{H}<0$) багытын өзгөртүп чоңойто баштасак, магнит талаасынын кандайдыр бир маанисинде ($H=H_k$) магниттелиш жоголот ($\vec{P}_m=0$) Магнит талаасын ошол эле багытта чоңойто берсек, магниттелиш $\vec{P}_m$ вектору дагы каныга баштайт.Магнит талаасын кайрадан

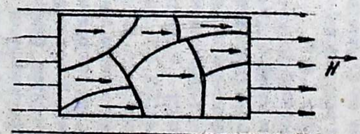


11.3.1 - ЧИЗМА



11.3.2 - ЧИЗМА

11.3.4 - ЧИЗМА



11.3.5 - ЧИЗМА

азайта баштап нөлгө жеткенде, ферромагнетик магниттелген абалда калат ($\bar{P}_m=-\bar{P}_k$). Бул магниттелишти жок кылыш үчүн, магнит талаасынын багытын өзгөртүп ($H>0$) чоңойто баштасак, анын чоңдугу $H=H_k$ болгондо магниттелиш жоголот ($\bar{P}_m=0$).Магнит талаасын андан ары жогорулатуу кайрадан A чекитине алып келет. Бул фигураны магниттелиштин гистерезиси деп аташат.

3.Ферромагниттик касиет кандайдыр бир температурага чейин гана сакталат. Мындай температураны Юриннин температурасы деп аташат (T_k) Ферромагнитти температурасы T_k ашканда ал өзүнүн ферромагниттик касиетин кескин өзгөртүп, парамагнитке айланат. Кээ бир заттар үчүн бул температуралар төмөнкүдөй:темир үчүн $T_k=770°C$ Кобольт үчүн $T_k=1127°C$ эрбий үчүн $T_k=-253°C$

Ферромагниттердин ушундай өзгөчө касиети эмне менен түшүндүрүлөт?

Көптөгөн тажрыйбалардын (Эйнштейндин, Де Гаазанын, Иоффенин,Капицанын) негизинде, ферромагниттик касиет атомдордогу орбиталдык ийин менен эмес, электрондордун өзүмдүк магнит $\bar{P}_s$ ийини менен байланыштуу деген жыйынтыкка келишкен.

Ферромагниттик заттардын атомдорунун магнит ийиндерин өлчөп көргөндө, анын чоңдуктары парамагниттик заттардыкындай эле болуп чыкты. Бирок, анчалык чоң эмес магнит талаасында ферромагниттин магниттелишине парамагниттерде өтө чоң магнит талааларында да жетүү мүмкүн эмес. Мунун себеби эмнеде? Ферромагниттик касиет, анын атомдорунда бир нече электрондорун өзүмдүк магнит ийиндери бир багыттуу болуп бири бирин жойбостон, кошулуп шарты менен байланышкан, Мындай электрондор темирдин атомунда төртөө (II.I.I-чийме),кобольтто экөө, никелде экөө ж.б. Ошентип, ферромагниттин атомдору магнит ийинине ээ экен.

Бирок, ферромагниттеги жогорку магниттелишти, анын атомдорунун сырткы магнит талаасынын таасири астында багытталышы камсыз кыла албайт.Ошондуктан, ферромагниттик заттардын бөлүкчөлөрү сырткы магнит талаасыз эле жогорку магниттелишке ээ деген гипотезаны киргизишкен.Мындай магниттелген заттын бөлүкчөлөрүн домендер деп аташкан. Белгилүү бир

шартта ар бир доменде атомдордун магнит ийиндери өздөрү эле бирдей багыталышып, каныга магниттелгендиктен домендин магнит ийини өтө чоң мааниге жетет. Сырткы магнит талаасы жок кезде, домендердин магнит ийиндери баш аламан багыталып, ферромагнитин жалпы магниттелиши нөлгө барабар болот ($\mathcal{P}_m=0$) (II.3.4-чийме).
Ал эми сырткы магнит талаасынын таасири менен домендердин магнит ийиндери бир багытта болушуп, ферромагниттин чоң магниттелишине алып келет (II.3.5-чийме).

Домендердин пайда болуу себептери, атомдордогу электрондордун өзүмдүк магнит ийиндеринин бир багытталышы кванттык теориянын негизинде гана түшүндүрүлөт (физиканын үчүнчү бөлүгүндө окулат).

Электромагниттик кубулушка байланыштуу
кыргыз тилиндеги жаңы сөздердүн

КЫРГЫЗЧА- ОРУСЧА СӨЗДҮГҮ

А

абал- положение
агым -поток
алгачкы-первоначальный
алмаштыргыч-переключатель
аласалуу-переворачивание вверх дном
алазаряддоо -перезарядка
алкак-рама, рамка, контур.
-токтуу алкак -рамка, с током
арым-шаг, диапозон
аргасыздан -вынужденный

Б

болжолдоо-условность; приближеное
бөтөн-сторонний
-бөтөн күч-сторонняя сила
бөлүктөр -деления
-шкаланын бөлүктөрү -деления шкалы

В

вектор -вектор
вектордук кошуу-векторное сложение
вектор чондугу -векторная величина
вольт-вольт (чыңалуунун бирдиги)
вольтметр -вольтметр
ватт -ватт (кубаттуулуктун бирдиги)

Г

Гармоника-гармоника
Гармоникалык термелүү -гармоническое колебан
Гелиотехника -гелиотехника (күндүн нурун пайдалануу техни
Генератор- генератор
-электр тогунун генератору-генератор электрического тока
Гидротехника-гидротехнике (суу техникасы)
Гидротурбина -гидротурбина (суу трубинасы)

Гидроэлектростанция -гидроэлектростанция

Д

диэлектрик-диэлектрик
-диэлектриктик шыктуулук-диэлектрическая восприимчивость
-диэлектриктик өтүмдүүлүк -диэлектрическая проницаемость
дирилдөө -вибрация

Ж

жаңылыштык-погрешность
жарыш-параллель
жебе -стрела
-магнит жебечеси -магнитная стрелка
жылыш вектору -вектор смещение
жылыш модулу -модуль сдвига
жылышуу тогу - ток смещения
жип -нить (зым)
темир жиби -железная нить
жалпы-суммарное, результирующее
-жалпы электр талаасы -результирующее электрическое поле
жакындоо -приближение
-удаалаш жакындоо -последовательное приближение

З

закон-закон
заряд-заряд
-электр заряды-электрический заряд
- эркин заряд -свободный заряд
тушалган заряд -связанный заряд
-поляризацияланган заряд -поляризационный заряд
зым -проволока
-белгилүү заряд -пробный заряд

И

индукция -индукция
-индукция заряды-индукционный заряд
-магниттик индукция -магнитная индукция
-электрдик индукция -электрическая индукция
илмек -петля
индекс -индекс
инерция -инерция

инерттуулук-инертность
интеграл-интеграл
интенсивдуу-интенсивный

К

Калып-форма
касиет -хорошее качество
катар-ряд, порядок
кадыресе -обыкновенный
каталык -погрешность, ошибочность
канат -крыло, полотнище
-конденсатордун канаттары -обкладки конденсатора
кескин -критический
-кескин температура -критическая температура
кызыктуу -накаливание
-кадимки кызыктуу-нормальное накаливание
күүлөө-настройка
-комузду күүлөө-настройка комуза
-контурду күүлө -настройка контура

Л

лампа -лампа
-сымап лампасы -ртутная лампа,
-электр лампасы-электрическая лампа

М

Магнит -магнит
-магнит өтүмдүүлүгү-магнитная проницаемость
-магнит шыктуулугу -магнитная воспримчивость
-магнит ийини -магнитный момент
-орбиталык магнит ийини -орбитальный магнитный момент
-өзүмдүк (спиндик) магнит ийини-спиновый магнитный момент
магниттелиш -намагничение
материал-материал
модуляция -модуляция (бир толкундун башка толкундун таасири астында өзгөрүшү)
-амплитудалык модуляция -амплитудная модуляция
-жыштык модуляциясы-частотная модуляция

Н

номер-номер

нормалдуу-нормальный
норма-норма
нормалаштырылган -нормализован

O

ойдуң -впадина
об"ект-об"ект

Ө

өлчөө-измерение
өлчөө чеги -предель измерения
өтүмдүүлүк -проницаемость
-диэлектрик өтүмдүүлүк -диэлектрическая проницаемость
-магниттик өтүмдүүлүк -магнитная проницаемость
өткөргүч -проводник
өткөрүмдүүлүк-проводимость
өткөргүчү электрондор -электроны проводимость
өзүмдүк индукция -самоиндукция
өз ара индукция -взаимная индукция

П

потенциал- потенциаль
потенциалдардын айырмасы -разность потенциалов
-туурасынан потенциалдардын айырмасы-поперечная разность потенциалов

Р

радиан -радиан
радио-радио
разряд-разряд
электр разряды -электрический разряд

С

сактагыч-предохранитель
-коргошун сактагыч -свинцовой предохранитель
система -система
-саноо системасы -система отсчета
сергектик (чыйрактык) -подвижность
-электрондун сергектиги -подвижность электрона

T

талаа-поле
-магнит талаасы- магнитное поле
-электр талаасы -электрическое поле
тилке -клочок, полоса, пластинна
ток-ток
-электр тогу -электрический ток
-жылышуу тогу-ток смещения
тузак-петли
-гистерезис-тузагы -петля гистерезиса
тушалган заряд-связанный заряд
тыгыздык-плотность
-беттик тыгыздык -поверхностная плотность
-сызыктуу тыгыздык-линейная плотность
тутка-зажим
-элементтин туткасы -зажимы элемента
-шамдын туткасы -зажимы лампочки

У
ургаалдуу -интенсивный
удаалаш -последовательный

Ц
циркуляция -циркуляция (айлануу)
цикл-цикл

Ч
чагылган - молния
ченелуу -пробный, измеренный
-ченелуу алкак-пробная рамка
ченемдуу-соразмерный с чем либо
ченее-измрение
чыналуу-напряжение
чыналыш-напряженность
чыйрактык-подвижность
-электрондун чыйрактыгы-подвижность электрона

Ш
шыктуулук -восприимчиаость
-магнит шыктуулугу -магнитная

10c